PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1920. Redaktionsschluß für No. 14 am 25. Juni 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Ludewig, Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger. S. 305.

E. Kohlweiler, Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre Atome. II. S. 311.

F. Streintz u. A. Wesely, Über unipolare Leitung an Kristallen. S. 316.

Chr. Füchtbauer, Die Absorption in Spektrallinien im Lichte der Quantentheorie. S. 322.

K. Kähler, Messungen der durchdringenden Strahlung in Kolberg. S. 324.

A. Coehn u. A. Lotz, Versuche zur Berührungselektrizität. S. 327.

E. Buchwald, Statistik mit Wahrscheinlichkeitsnachwirkung. S. 329.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

C. A. Crommelin, Der „supraleitende Zustand" von Metallen. (Schluß.) S. 331.

Besprechungen:

W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. S. 336.

Personalien. S. 336.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Torpedo- und Minen-Inspektion, Kiel.)

Von Paul Ludewig.

Mit Tafel II.

1. Problemstellung. Ein Unterwasserschallempfänger einfachster Form besteht aus einem festen Metallgehäuse, auf das eine Membran durch einen Ring aufgeschraubt ist. Auf der Membran sitzt in der Mitte ein Schüttelmikrophon. Treffen von außen auf den im Wasser hängenden Empfänger akustische Wellen, so gerät die Kapselmembran in Schwingungen und überträgt sie auf das Mikrophon. Das Mikrophon ist in gewöhnlicher Schaltung über einen Telephon-Transformator mit einem Telephon verbunden.

Das im Telephon abgehörte Geräusch wird bei dieser Anordnung durch die im Empfänger auftretende Eigenschwingungen stark beeinflußt. Bestehen die von außen kommenden akustischen Wellen aus einem Ton einer bestimmten Frequenz („Signalempfang"), so wird man die Eigenschwingungen des Empfängers mit dieser Frequenz in Resonanz bringen; dem steht der „Geräuschempfang" (Abhören von Schraubengeräuschen usw.) gegenüber, bei dem in den akustischen Wellen eine große Anzahl von Frequenzen enthalten sind.

Die im folgenden mitgeteilten Versuche, die im Jahre 1917 im Laboratorium der Torpedo-Inspektion, Kiel, ausgeführt worden sind, hatten den Zweck, die im Mikrophon auftretenden Eigenschwingungen experimentell zu studieren, um so für das ganze Problem der Schwingungserscheinungen im Empfänger sichere Unterlagen zu gewinnen.

2. VKU- und Simon-Mikrophon. Beim Beginn der Versuche standen zwei Mikrophone zur Verfügung.

Das sogenannte VKU-Mikrophon. (Fig. 1.) Das Mikrophon besteht aus dem Gehäuse *A* und der Membran *B*, die vom Gehäuse durch Glimmerringe isoliert ist. Am Gehäuse und an der Membran befinden sich die beiden einander gegenüberstehenden Elektroden *a* und *b*, zwischen denen die Kohlekörner liegen. An der Membran ist der Stift *C* befestigt, der ein Gewinde trägt und durch Mutter und Gegenmutter an der Kapselmembran befestigt wird.

Das sogenannte Simon-Mikrophon

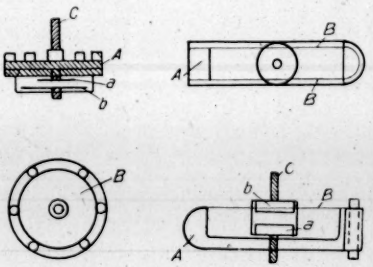


Fig. 1. Fig. 2.

(Fig. 2.) Dieses Mikrophon, das von Herrn Geheimrat H. Th. Simon, Göttingen, angegeben worden ist, besteht aus dem festen Aluminiumkörper *A*, auf dem die Elektrode *a* befestigt ist. Über dem Aluminiumträger sind 2 dünne Drähte *B B* gespannt, die die zweite Elektrode *b* tragen, Der Raum zwischen den Elektroden ist z. T. mit feinem Kohlepulver gefüllt und durch dünne Gaze abgeschlossen. Das Mikrophon wird mit dem Stift *C* durch Mutter und Gegenmutter an der Kapselmembran befestigt.

Beide Mikrophone stellen demnach mechanische Schwingungsgebilde dar; bei dem VKU-

Mikrophon ist das elastische Element die Mikrophonmembran, beim Simon-Mikrophon das Stahldrahtsystem.

3. Stoßerregung. Um die Schwingungserscheinungen der Mikrophone zu studieren, wurden die Mikrophone durch einen leichten Stoß in Eigenschwingungen versetzt. Der dann einsetzende Verlauf des Mikrophonstromes wurde mit einem Oszillographen registriert. Es ist unzweifelhaft, daß bei dieser mechanischen Stoßerregung eine vielmals stärkere Erschütterung des Mikrophons eintritt als bei den Erregungen, die beim praktischen Empfang von Geräuschen vorkommen. Wahrscheinlich werden beim Stoß die Kohleteilchen durch die Erschütterung sich anfangs gewaltsam umlagern und dann werden erst die feineren elastischen Wirkungen zur Geltung kommen. Es ist daher möglich, daß nicht alle Ergebnisse dieser Untersuchung auf den praktischen Betrieb mit seinen vielmals feineren Erregungen ohne weiteres zu übertragen sind. Aber es ist dennoch unzweifelhaft, daß die Methode der Stoßerregung in vieler Beziehung über die Schwingungserscheinungen der Mikrophone Aufschluß geben kann.

Für die Versuche ist es nötig, die Mikrophone so zu befestigen, wie sie im praktischen Betrieb befestigt sind, und es ist zugleich nötig, Schwingungen, die etwa durch die Haltevorrichtung verursacht werden, zu vermeiden. Es ist daher nicht angängig, das Mikrophon etwa in einer Zange zu halten und die Stoßerregung dadurch auszuführen, daß gegen die Zange ein leichter Schlag geführt wird. Die Zange führt sonst in sich Transversalschwingungen aus, die sich auf das Mikrophon übertragen und die Schwingungen des Mikrophons überdecken. Oszillogramm Nr. 118 — alle abgebildeten Oszillogramme sind nur kleine Ausschnitte aus längeren Oszillographenbändern — zeigt einen solchen komplizierten Schwingungsverlauf, wenn das Mikrophon mit einer dicken Flachzange, Oszillogramm Nr. 126 den Verlauf, wenn dasselbe Mikrophon mit einer kleinen, dünnen Flachzange gehalten wurde[1]). Es ist ferner nötig, als Verbindungsdraht für den beweglichen Teil des Mikrophons einen Draht zu nehmen, der so dünn ist, daß nicht etwa durch seine Steifigkeit parasitäre Schwingungen erzeugt werden.

Eine Anordnung, bei welcher störende Eigenschwingungen der Einspannvorrichtung vermieden werden, wurde in folgender Weise hergestellt: Ein Bleiklotz *A* (Fig. 3) von 6 cm Länge,

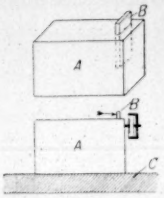


Fig. 3.

2 cm Breite und 4 cm Höhe wurde auf eine dicke Filzunterlage *C* aufgesetzt. In dem Bleiklotz *A* ist eine Messingplatte *B* stramm eingesetzt, und das Mikrophon ist vor der Messingplatte im Klotz genau so befestigt, wie in der Empfängerkapsel an der Kapselmembran. Wird gegen die Messingplatte in Richtung des Pfeiles ein leichter Schlag[1]) geführt, so überträgt sich diese Erschütterung durch den Bleiklotz auf das Mikrophon. Der Bleiklotz in sich ist nicht schwingungsfähig. Auch die Messingplatte *B* ist in ihren Eigenschwingungen durch den Bleiklotz so gedämpft, daß durch sie keine Störung eintritt. Ersetzt man nämlich die Platte durch einen dünnen, stramm eingepaßten Messingstift, so hat man genau den gleichen Schwingungsverlauf wie bei Benutzung der Messingplatte.

4. Schaltung. Bei den Versuchen wurde folgende Schaltung (Fig. 4) verwendet.

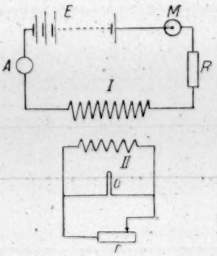


Fig. 4.

Eine Batterie *E* ist mit dem Mikrophon *M*, einem Vorschaltwiderstand *R*, einem Milliampèremeter *A* und der Wicklung I eines Telephontransformators verbunden. Die Enden der Wicklung II führen zur Oszillographenschleife

1) Die Richtung, in der der Strom die Oszillographenschleife durchfloß, ist in den beiden Oszillographen verschieden.

1) Die Stoßerregung wurde ausgeführt, indem mit einem dünnen Holzklöppel (kleiner Schraubenzieher mit Holzgriff) lose gegen die Messingplatte bzw. den Messingstift geklopft wurde.

ϑ, zu der parallel der Regulierwiderstand r geschaltet ist. Der Widerstand r dient dazu, den Ausschlag des Oszillographen auf einen geeigneten Wert zu bringen. Der Transformator war ein Telephontransformator der Signalgesellschaft Kiel. Seine Wicklung I hatte 2925, die Wicklung II 555 Windungen. Für den Betrieb des Oszillographen findet also eine Transformation auf stärkeren Strom statt. Der Ausschlag am Milliampèremeter A betrug durchschnittlich 30 Milliampère.

Für die ersten Versuche stand zunächst ein Oszillograph Duddellscher Bauart zur Verfügung. Mit unterbrochenem Gleichstrom wurde geprüft, ob die Dämpfungsverhältnisse des Oszillographen in Ordnung waren. Oszillogramm 105 zeigt, daß dies der Fall war.

5. Oszillographische Untersuchung der VKU- und Simon-Mikrophone. Mit der beschriebenen Versuchsanordnung wurde eine Anzahl VKU- und Simon-Mikrophone unter verschiedenen Bedingungen untersucht.

a) Änderung der Stromstärke. Mit einem beliebig gewählten VKU-Mikrophon wurden Oszillogramme bei Änderung der Stromstärke von 4—40 Milliampère aufgenommen und mit dem Parallelwiderstand r die Empfindlichkeit des Oszillographen so geändert, daß der erste Ausschlag immer etwa dieselbe Größe besaß. Es wurden 6 Aufnahmen bei Stromstärken zwischen 5 und 50 Milliampère gemacht; die Kurven sind genau gleich. Oszillogramme 185 und 188 zeigen die Kurven bei 10 und 40 Milliampère. Die Stromstärke hat demnach keinen Einfluß auf den Schwingungsverlauf.

b) Einfluß der Klopfstärke. Wie oben erwähnt, ist es sehr wahrscheinlich, daß die Stärke der mechanischen Stoßerregung auf den Schwingungsverlauf von Einfluß ist. Die Oszillogramme 193—196 zeigen den Schwingungsverlauf bei verschiedener Klopfstärke bei demselben VKU-Mikrophon, und zwar wurde der in den Bleiklotz eingelassene Messingstift

bei Oszillogramm 193 eben berührt,
" " 194 lose geklopft,
" " 195 mittelstark geklopft,
" " 196 stark geklopft.

Die Empfindlichkeit des Oszillographen wurde jedesmal so geändert, daß stets etwa die gleiche Größe des Ausschlags entstand. Der Kurvenverlauf ist in diesen Oszillogrammen sehr verschieden. Bei der losen Berührung ist die Schwingung relativ sauber und es herrscht nur eine einzige Frequenz vor. Je stärker der Schlag geführt wird, desto komplizierter wird der Schwingungsverlauf, indem sich besonders im Anfang über die Grundschwingung Oberschwingungen überlagern.

Oszillogramme 197 und 200 sind Aufnahmen, die mit einem Simon-Mikrophon gemacht wurden; bei 197 ist der Stift lose berührt, bei 200 stark geschlagen.

c) Einfluß der Stellung des Simon-Mikrophons. Es beruht auf der unsymmetrischen Form des Simon-Mikrophons, daß die Stellung des Mikrophons von Einfluß auf den Schwingungsverlauf ist. Befestigt man das Simon-Mikrophon in der durch Fig. 5a dargestellten Art, so ist der Schwingungsverlauf

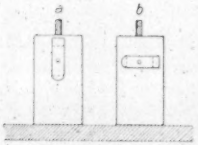


Fig. 5a u. b.

anders, als wenn es nach Fig. 5b wagrecht steht. Bei Oszillogramm 204 stand das Mikrophon senkrecht, bei Oszillogramm 207 wagrecht. In letzterem Falle tritt ein ziemlich langsamer und darüber gelagert ein sehr schneller Schwingungsverlauf auf, in ersterem Falle ist eine einzige Schwingung vorhanden, deren Frequenz einen mittleren Wert hat.

d) Einfluß der Masse des Simon-Mikrophons. Eine neue Versuchsreihe zeigte, daß, wie zu erwarten war, die Masse des Simon-Mikrophonkörpers von großem Einfluß auf die Schnelligkeit der auftretenden Schwingungen ist. Die Versuchsreihe der Oszillogramme 175, 177 und 178 zeigt das Ergebnis des Versuchs. Oszillogr. 175 wurde ohne Zusatzgewicht
" 177 mit einem Zusatzgewicht von 1,5 g
" 178 " " " " 3,6 g
aufgenommen.

e) Versuch, die Schwingung des Mikrophons zu dämpfen. Um die Schwingung des VKU-Mikrophons zu dämpfen, wurde die Membran mit einer dünnen Klebwachsschicht versehen. Ferner wurden beim Simon-Mikrophon zwischen die Drähte und das Gehäuse Gummipolster verschiedener Gestalt geklemmt. Auf den Schwingungsverlauf hatten diese Maßnahmen keinen Einfluß.

f) Einfluß der Stiftlänge des VKU-Mikrophons. Ein VKU-Mikrophon wurde mit Hilfe einer Gegenmutter so an dem Bleiklotz befestigt, daß zwischen Klotz und Mikrophonmembran verschiedene Längen des Haltestiftes stehen blieben. Bei Aufnahme des Schwingungsverlaufes ergab

sich in allen diesen Fällen, daß die Frequenz der auftretenden Schwingung sehr stark von der Länge des Haltestiftes abhängig ist; die Schwingungen wurden um so langsamer, je länger der Stift war. Die Oszillogramme dieser Versuchsreihe, die besonders wichtig sind, sind in den Akten der Torpedo-Inspektion nicht mehr vorhanden.

6. Die Schwingungen um den Haltestift und die Kippschwingungen. Aus den unter 5a bis 5f mitgeteilten Versuchen und besonders aus den Ergebnissen unter e und f ergibt sich folgendes:

VKU-Mikrophon. Die Schwingungserscheinungen, die bei einem VKU-Mikrophon registriert werden, beruhen in der Hauptsache nicht auf einer Schwingung des Mikrophonkörpers gegen die Mikrophonmembran, sondern auf Transversalschwingungen des ganzen Mikrophons am Haltestift.

Simon-Mikrophon. Die Schwingungen, die bei einem Simon-Mikrophon registriert werden, beruhen gleichfalls auf einer Transversalschwingung um den Haltestift. Dazu kommen noch Kippschwingungen um die Haltedrähte hinzu, die in ihrem Charakter und ihrer Frequenz je nach der Stellung des Mikrophons verschieden sind.

Die Transversalschwingungen des VKU-Mikrophons um den Haltestift lassen sich kaum vermeiden, so lange man nach der unter 2 beschriebenen Anordnung die Mikrophonmembran mit der Empfängermembran verbindet und das Mikrophongehäuse als Gegengewicht benutzt. Es wird unter Abschnitt 7 angegeben werden, wie man das VKU-Mikrophon verwenden kann, ohne durch Transversalschwingungen gestört zu werden.

Um die parasitären Schwingungen des Simon-Mikrophons zu beseitigen, wurden verschiedene Änderungen vorgenommen, wobei in allen Fällen der Haltestift vermieden und das Mikrophon mit breitem Sitz auf die Elektrode *b* aufgesetzt wurde. Die Kippschwingungen der Drähte und die Abhängigkeit von der Stellung blieben trotzdem bestehen. An Stelle der dünnen Drähte wurde ferner gesetzt:

1. ein breites Bronzeband verschiedener Dicke,

2. ein breiter Glimmerstreifen verschiedener Dicke,

3. (von Herrn Geheimrat H. Th. Simon-Göttingen angegeben) ein dünnes Holzbrettchen.

In allen Fällen sind die Kippschwingungen und ihre Abhängigkeit von der Stellung des Mikrophons vorhanden. Sie sind bei 2 und 3 etwas geringer, und zwar besonders dann, wenn das Mikrophon horizontal steht. Bei Verkürzung des Aluminiumteils wurden die Schwingungen noch etwas mehr vermindert, doch waren sie auch dann noch nicht ganz verschwunden.

7. Das Torsionsmikrophon. Es wurde vom Verfasser ein Mikrophon konstruiert, bei dem die Transversalschwingungen und die andern parasitären Schwingungen vermieden sind. Auf einer Grundplatte *A* (Fig. 6), die rechtwinklig

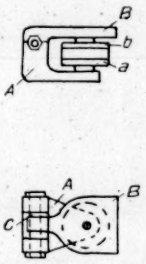


Fig. 6.

nach oben abgehoben und gabelförmig geteilt ist, sitzt zwischen den Zinken der Gabel ein Torsionsdraht *C*. (In der Skizze ist der Torsionsdraht versehentlich fortgelassen.) In seiner Mitte ist die Oberplatte des Mikrophons *B* befestigt, die gegen das Grundgestell durch Tordierung der freien Teile des Torsionsdrahtes schwingen kann. An *A* und *B* sitzen die beiden Elektroden *a* und *b*, zwischen denen sich das Kohlepulver befindet. Der seitliche Abschluß dieses Raumes geschieht, ebenso wie beim Simon-Mikrophon, durch einen dünnen Gazestreifen.

Befestigt man dieses Mikrophon an einem Haltestift (Fig. 7a), so erhält man ähnlich wie

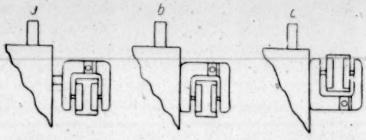


Fig. 7a, b, c.

bei den beiden andern Mikrophonen die Transversalschwingungen. Die obere Kurve in Oszillogramm 226 zeigt eine solche Aufnahme. Es treten auch hier starke Schwingungen auf, die in ihrem Verlauf und in ihren Oberschwingungen erheblich von der Stellung des Mikrophons abhängen.

Wurde das gleiche Mikrophon dagegen mit der vollen Grundplatte aufgesetzt (Fig. 7b und

c), so wurden die Kurven des Oszillogramms 227 erhalten. Die oberste Kurve zeigt den Schwingungsverlauf, wenn das Mikrophon so gestellt war, wie die Fig. 7 b es angibt. Die mittlere Kurve zeigt den Kurvenverlauf, wenn der Elektrodenraum nach oben gerichtet (Fig. 7 c) war. Die unterste Kurve zeigt einige schnelle Schwingungen; sie wurde erhalten, wenn das Mikrophon um 90° gegen die beiden beschriebenen Stellungen verdreht war. In dieser Stellung treten demnach wieder Kippschwingungen auf. Als Normalstellung wurde bei allen weiteren Versuchen die Anordnung nach Fig. 7 b gewählt.

Bei Beginn der weiteren Versuche traf ein neuer Oszillograph (Firma Siemens & Halske) ein, der durch die bequeme Handhabung und durch die Fähigkeit, die Kurven bei genügender Lichtstärke zeitlich mehr auseinander zu ziehen, gegenüber dem Duddellschen Oszillographen wesentliche Vorteile besaß. Die Empfindlichkeit der Schleifen betrug $3 \cdot 10^{-4}$ Amp. pro 1 mm Ausschlag und die Eigenschwingung des Systems etwa 3000 pro sec. Die Dämpfung ergibt sich aus dem Oszillogramm A 45. Durch einen Nullpunktspiegel mit seinen Lichtschnitten konnte die Geschwindigkeit des Papiers bei jedem Oszillogramm genau bestimmt werden. Durch die gütige Vermittlung von Herrn Prof. Gerdien wurde der Oszillograph mit einer erhöhten Papiergeschwindigkeit (1 m/sec) versehen.

Mit dem neuen Oszillographen wurde zur Kontrolle ein Teil der früheren Versuche wiederholt und bestätigt. Oszillogramm A 81 zeigt den Kurvenverlauf eines gewöhnlichen VKU-Mikrophons, das mit dem Stift befestigt ist. Der Schwingungsverlauf entspricht seinem Charakter nach dem mit dem Duddellschen Oszillographen aufgenommenen. Die Schwingung ist nur zeitlich mehr auseinander gezogen. Die Bestimmung der Hauptfrequenz ergab 430 Perioden/sec. Sie liegt bei dem einfachen VKU-Mikrophon immer bei 400—500 pro Sekunde. Bei den Simon-Mikrophonen sind die Schwingungen so unregelmäßig und je nach der Stellung so veränderlich, daß ein Durchschnittswert kaum angegeben werden kann. Mit dem neuen Oszillographen wurde eine größere Anzahl von Torsionsmikrophonen untersucht. Während es in Oszillogramm 227 so aussieht, als ob beim Torsionsmikrophon gar keine schnellen Schwingungen mehr vorhanden seien, war es mit dem neuen Oszillographen möglich, diese Schwingungen noch auseinander zu ziehen. Das Oszillogramm A 59 gibt ein Beispiel für den Kurvenverlauf, der bei den Torsionsmikrophonen durchschnittlich auftrat. Es wurde eine Anzahl Mikrophone hergestellt bei Verwendung von Torsionsstahldrähten von 0,3—0,8 mm Dicke. Je dünner der Draht, um so langsamer ist die Schwingung. Oszillogramm A 59 zeigt die Schwingung bei Verwendung eines Torsionsstahldrahts von 0,8 mm Dicke. Die Frequenz der Schwingung ergibt sich aus dem Oszillogramm zu 1080 Perioden pro sec.

8. Das mit dem Gehäuse aufgesetzte VKU-Mikrophon. Da die gleichmäßige Herstellung der Torsionsmikrophone bei der Fabrikation gewisse Schwierigkeiten bereitete, wurde versucht, auf einem andern Wege zu ähnlich günstigen Schwingungsverhältnissen zu kommen. Dieses wurde durch Umkonstruktion des alten VKU-Mikrophons erreicht. Das Mikrophon wurde nicht mit der Membran befestigt, sondern mit dem Gehäuse aufgesetzt, und es wurde zugleich dadurch, daß für das Gehäuse Aluminium gewählt wurde, für ein geringes Gewicht Sorge getragen. Fig. 8 zeigt das Mikrophon, mit dem die im folgenden beschriebenen orientierenden Versuche ausgeführt wurden in

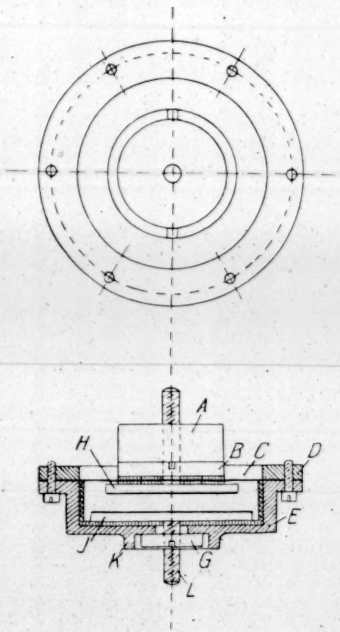


Fig. 8.

2,5 facher Vergrößerung. Das Mikrophon wird mit der Schraube *L* auf die Unterlage so weit aufgeschraubt, daß es fest auf dem Ansatz *K* aufsitzt. Über das Gehäuse *E* ist die Membran *C* gelegt, und wird mit dem Ring *D* durch Schrauben fest gespannt. Auf dem Gehäuse sitzt die eine Elektrode *I*, an der Membran die andere Elektrode *H*. Mit *H* war eine Schraube verbunden, auf die verschieden große Gegengewichte *A* aufgeschraubt werden konnten.

Bei einer Versuchsreihe mit Veränderung der Größe des auf der Membran aufsitzenden Gegengewichts *A* wurden die Schwingungszahlen aus den Oszillogrammen genau bestimmt. Es wurden Oszillogramme aufgenommen bei Gewichten von 2 g, 1,5 g, 1,22 g, 0,9 g, 0,75 g, 0,25 g und 0 g. Die Oszillogramme A 66, A 69 und A 72 zeigen die Kurven bei den Gewichten 2 g, 0,9 g und 0 g. Durch Auszählen ergeben sich für diese 3 Aufnahmen die Werte: 900, 1200 und 1500 Perioden pro sec. Bei einem großen Gewicht kommt sehr leicht außer der schnellen Schwingung eine 5—10 mal langsamere zum Vorschein, die wahrscheinlich auf Kippschwingungen der Membran beruht. Die Versuchsreihe zeigt, daß mit kleiner werdendem Gegengewicht die Schwingungszahl wächst. Diese Abhängigkeit ist im Kurvenblatt (Fig 9) graphisch wiedergegeben.

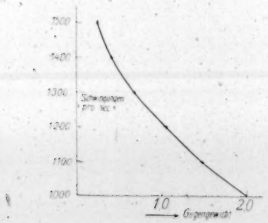


Fig. 9.

Um die Schwingungsfrequenz noch auf anderm Wege zu kontrollieren, wurde folgendermaßen verfahren. Vor das am Bleiklotz befestigte Mikrophon wurde in geringer Entfernung ein Telephon aufgestellt und das Telephon mit einem Hochfrequenzstrom beschickt, dessen Frequenz veränderlich war. Die Resonanzstellen des Telephons waren bekannt und wurden berücksichtigt. Bei Veränderung der Tourenzahl der Wechselstrommaschine wurde in gewöhnlicher Mikrophonschaltung durch Abhören die Stelle bestimmt, an der infolge der Resonanz des Mikrophons der Ton stärker wurde. Die so bestimmten Frequenzen stimmten mit den aus den Oszillogrammen errechneten gut überein.

Außer der Bestimmung der Schwingungszahlen wurde auch die Empfindlichkeit geprüft. Dies geschah in der Weise, daß auf den Bleiklotz eine Taschenuhr gelegt und das Ticken der Uhr in gewöhnlicher Mikrophonschaltung abgehört wurde. Mit einem zum Telephon parallel geschalteten Widerstand wurde auf Verschwinden des Tones eingestellt. Die neuen VKU-Mikrophone wurden in ihrer Abhängigkeit von der Größe des Belastungsgewichts geprüft, und zwar bei Verwendung von Gegengewichten von 0,25—2 g. Es ergab sich, daß sich die Empfindlichkeit nur wenig ändert; sie nimmt mit kleiner werdendem Gewicht eben bemerkbar ab.

Es wurde ferner die Empfindlichkeit der neuen Mikrophone mit der Empfindlichkeit der alten VKU-Mikrophone verglichen. Für eine größere Zahl alter und neuer VKU-Mikrophone wurde in der angegebenen Weise die Parallelohmmessung ausgeführt. Das Gegengewicht *A* war bei den neuen Mikrophonen bei diesem Versuch immer gleich Null. Im Mittel ist die Empfindlichkeit der neuen Mikrophone ohne Gegengewicht etwas geringer als die der alten VKU-Mikrophone.

Die Empfindlichkeitsprüfung ergänzt in wirksamer Weise die Untersuchung der Schwingungen mit dem Oszillographen. Beide Untersuchungen gemeinsam stellen eine Methode dar, um die Eigenschaften eines jeden Mikrophons genau festzulegen.

Mit den alten VKU-Mikrophonen, den Simon-Mikrophonen, den Torsionsmikrophonen und den neuen VKU-Mikrophonen sind eine Anzahl von Mikrophontypen mit verschiedenen Eigenschaften zur Verfügung. Die Eigenfrequenzen der Mikrophone liegen zwischen 100 und 1500. Der unterste Bereich gehört dem alten VKU-Mikrophon und die Frequenz dieser Mikrophone kann durch Veränderung der Haltestiftlänge variiert werden. Das Torsionsmikrophon überdeckt in der beschriebenen Form je nach der Dicke des Haltestifts einen mittleren Bereich; doch kann man seine Frequenz durch Veränderung der Dimensionen auch auf andere Werte bringen. Das neue VKU-Mikrophon hat je nach der Größe des Gegengewichts Frequenzen zwischen 1000 und 1500 pro sec. Beim Simon-Mikrophon treten meist eine ganze Anzahl von Schwingungen auf. Welche Type man in einem bestimmten Fall wählen wird, hängt davon ab, welche Eigenfrequenz und welche Empfindlichkeit zweckmäßig ist.

Zusammenfassung. Es wird eine Methode beschrieben, mit der es gelingt, den durch Stoßerregung eingeleiteten Schwingungsverlauf eines für Unterwasserschallempfänger bestimmten Mikrophons oszillographisch zu registrieren.

Mit dieser Methode werden die sogenannten VKU- und Simon-Mikrophone untersucht. Es stellt sich heraus, daß der Haltestift der Mikrophone zu Transversalschwingungen Anlaß gibt und daß beim Simon-Mikrophon Kippschwingungen auftreten.

Es wird ein neues Mikrophon, das sogenannte Torsionsmikrophon beschrieben, bei dem störende Nebenschwingungen nicht vorhanden sind und nur die Hauptschwingung zu finden ist. Mit einem Oszillographen mit 1 m/sec Papiergeschwindigkeit werden die Frequenzen dieser Schwingungen bestimmt.

Es wird ein verändertes VKU-Mikrophon beschrieben, das nicht mit einem Stift, sondern mit dem Gehäuse aufgesetzt wird. Auf der Membran lassen sich verschiedene Gegengewichte aufschrauben. Es werden die Frequenz und die Empfindlichkeit dieser Mikrophone in Abhängigkeit von der Größe der Gegengewichte gemessen. Empfindlichkeitsprüfung und oszillographische Untersuchung bilden zusammen eine exakte Methode, um die Eigenschaften eines Schüttelmikrophons zu bestimmen.

Freiberg i. S., Oktober 1919.

(Eingegangen 10. Januar 1920.)

Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre Atome. II.

Von Emil Kohlweiler.

In meiner vorhergehenden Arbeit[1]) habe ich gezeigt, wie sich unter der begründeten Annahme, fast alle Grundstoffe des Chemikers seien Isotopengemische, für die isotopen Komponenten der anfänglichen Typen der 92 Elementplejaden ein genetischer bzw. konstitutioneller Zusammenhang herleiten läßt, der mit den Änderungen der unter dieser Annahme zu Mischwerten herabgesunkenen Atomgewichte in bestem Einklang steht, und der vor allem durch die jüngsten Rutherfordschen Versuche äußerst wahrscheinlich geworden ist.

Die entwickelte Isotopen- und Atombautheorie nimmt 2 Reihenpaare der Elemente an, durch die die Komponenten der geraden bzw. die Glieder der ungeraden Plätze des periodischen Systems je unter sich in Beziehung stehen, derart, daß für den Anfang des Systems die beiden folgenden Glieder jedes Reihenpaares durch Einlagerung eines He-Kerns in den Atomkern der vorhergehenden Isotopen entstehen. Fast alle der uns bekannten leichtesten Scheinelemente ergeben sich so als Mischung zweier wirklicher, demselben Typus zugehörigen Elemente, die sich um 2 Masseneinheiten unterscheiden, indem das Kernzentrum des einen Elements ein $H_2{}^{++}$ ($2H^+$) Gebilde ist, während das isotope Glied hierzu ein He^{++}-Zentrum aufweist, entsprechend den beiden nullwertigen Kopfgliedern H_2 bzw. He der beiden Reihen.

Elektronen des Atomkerns wirken, soweit sie nicht schon am Bau der Kerne der 4 ersten abgeleiteten Elemente $Li6$, $Li8$, $Be8$ und $Be10$ beteiligt sind[1]), an der Entwicklung der 14 ersten Plejaden nicht mit, so daß für die Elemente bis zur Chlorplejade keine Alternationen in Betracht zu ziehen sind, was aus der Folge der Verbindungsgewichte der Grundstoffe des Chemikers ohne weiteres resultiert.

Für die Ermittlung der Konfiguration der primären Bausteine $H_2{}^{++}$, He^{++} und $(-)$ in den Kernen der abgeleiteten Atome ist der Parallelismus zwischen der Zunahme der der Platznummer gleichen Kerndifferenz[2]) und der Änderung der maximalen Wertigkeit der Elemente von größter Bedeutung, wie andererseits das Fehlen dieser Korrespondenz bei höheren Gliedern des periodischen Systems auf eine von der anfänglichen abweichende Entwicklung hinweist, wie noch näher zu erörtern sein wird.

Das Zentrum jedes Atoms dürften die $H_2{}^{++}$ bzw. im Fall der Uranisotope ein He^{++}-Partikelchen bilden, um welches Zentrum sich zur Bildung der abgeleiteten Atome die übrigen He-Kerne sowie die Kernelektronen gruppieren, wobei je 1 Elektron durch eine positive Ladung eines He^{++} kompensiert gedacht sein soll. Die nun noch übrigen positiven Elementarquanten treten, soweit möglich, zu Gruppen von je 8 Einheiten zusammen, in Anbetracht der Tatsache, daß beim normalen Entwicklungsgang, wie er durch die anfänglichen Glieder des periodischen Systems zum Ausdruck gebracht wird, stets nach einer Zunahme der Kerndifferenz um 8 Einheiten und übereinstimmend damit in der Reihe der Radioelemente nach einer bezüglich der emittierten Elektronen Mehremission von 4 α-Partikelchen chemisch und physikalisch analoge Elementtypen wiederkehren. Dies Verhalten berechtigt offenbar die Annahme, daß das Vorhandensein verschieden vieler Gruppen von je 8 positiven Elementarquanten

1) Diese Zeitschr. **21**, 203, 1920.

1) l. c.
2) Diese Zeitschr. **21**, 203, 1920.

die chemischen Analogone bedingt, wie eine gleiche Ab- bzw. Zunahme der negativen und positiven Kernquanten Isotopie bewirkt.

Die jetzt noch übrigbleibenden, also weder im Zentrum sitzenden, noch durch Kernelektronen kompensierten oder in positiven Kerngruppen untergebrachten positiven Quanten der He^{++} bestimmen den Gruppencharakter, die maximale Wertigkeit des Atoms, bzw. die durch diese Größe am prägnantesten zum Ausdruck gebrachten chemischen Gruppen-Eigenschaften. So besitzen die beiden Isotope des *Li*-Typus eine solche ungruppierte Ladung, die Komponenten der *Be*-Plejade haben deren 2, F_{18} und F_{20} weisen 7 solcher Ladungen auf und alle mit diesen Elementtypen im engeren Sinn analogen Typen besitzen um den innern Kernteil ebenfalls bzw. 1, 2 oder 7 ungruppierte positive Ladungen, während die ferner stehenden Analoge (z. B. *Ag*, *Cu* und *Au* für *Li*) 8 solcher ungruppierter Ladungen mehr aufzuweisen haben dürften, so daß die Zahl der ungruppierten positiven Ladungen von 0 für die Komponenten der Edelgase über 8 bei den Triadengliedern der VIII. Gruppe auf 15 für die Halogene wächst. Beim folgenden Edelgas sinkt sie wieder auf 0 unter gleichzeitiger Bildung zweier weiterer Kerngruppen, deren Zahl für alle Elemente zwischen 2 Edelgasen gleich bleibt, und für die Perioden $He - A$, $A - Kr$, $Kr - X$, $X - Nt$, $Nt - U$ bzw. 0, 2, 4, 6 und 8 ausmacht. Die elektrochemisch stark ausgeprägten Typen der *A*-Reihen des Systems[1]) (z. B *P* bis *Ti* oder *As* bis *Zr*) sind mit 13, 14 und 15 ungruppierten Ladungen für die negativen Vertreter und mit 1, 2 und 3 für die positiven Elemente von dem stabilen, völlig indifferenten und daher vorbildlichen Bau der inerten Edelgastypen am wenigsten entfernt, weshalb sie das starke Bestreben haben, sich mit Elementen zu binden, die ihre Zahl ungruppierter positiven Ladungen zu einer durch 8 teilbaren Zahl ergänzen, so daß der nur Kerngruppen aufweisende Zustand der Edelgasatome erreicht ist. Bei den Elementen der *B*-Reihen (z. B. $V - Ge$) zeigen sich 5—12 ungruppierter Ladungen, woraus sich ergibt, daß die Tendenz, den Zustand der Edelgase nachzubilden, hier weniger ausgeprägt und nicht so scharf unterschieden ist wie bei den Elementen der *A*-Reihen. Betreffs weiterer Einzelheiten über chemische Bindung, elektrochemisches Verhalten der Elemente usw. möchte ich auf meine Arbeiten, die in der Zeitschrift f. phys. Chemie erscheinen werden, hinweisen, woselbst ich auch näher auf die Frage nach dem Sitz der chemischen Eigenschaften der Atome eingehen werde, zur Rechtfertigung der eingeführten Annahme, daß nicht der äußerste Teil des äußeren Elektronensystems, sondern der Kern der Atome im wesentlichen ausschlaggebend sein dürfte für die chemische Bindung und überhaupt für die chemischen Qualitäten der Materie, während das äußere Elektronensystem, das sich nach den Bohrschen Ansätzen in Ringen anordnet, deren Elektronenzahlen durch die Arbeiten von Debye[1]) und Vegard[2]) zum Teil festgelegt werden konnten, die physikalischen Qualitäten der Materie vornehmlich ausmacht. Valenzwechselerscheinungen werden ebenfalls von Außenelektronen bedingt.

Wir waren in der Lage, bis zur Chlorplejade den Mechanismus der Entwicklung der Materie bzw. den Zusammenhang der einzelnen Atomarten zu verfolgen. Um nun weiterhin auch in den Atombau der Elemente der höheren Plätze des periodischen Systems einzudringen, muß zunächst festgestellt werden, daß die Entwicklung der Materie nicht durchweg den einfachen Gang zeigt wie am Anfang des Systems und in der Reihe der Radioelemente, aus deren Verhalten vornehmlich die Schlüsse betreffs Konstitution und Zusammenhang der Atomarten gezogen wurden.

Für die Radioelemente wie für die leichtesten Elemente ist ein engster Zusammenhang zwischen der Änderung der Kerndifferenz einerseits und der Änderung der maximalen Wertigkeit andererseits zu konstatieren, woraus folgt, daß die Einblicke, die der aktive Atomzerfall uns in den Zusammenhang der Elemente gewährt, aus Analogie nur für solche Elemente ausgewertet werden dürfen, für die pro Einheit der Kerndifferenz auch die Höchstwertigkeit um eine Einheit variiert.

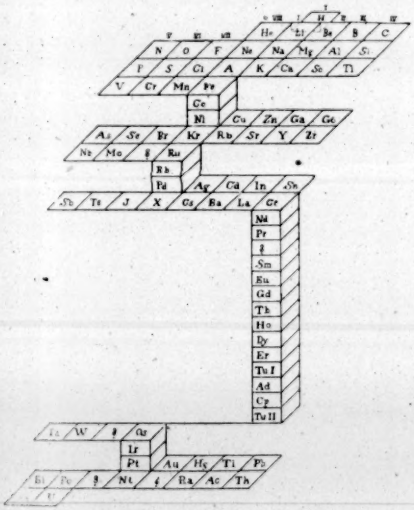
Diese Korrespondenz fehlt nun für die 3 Triaden der Gruppe VIII des Systems und für die 14 Glieder der seltenen Erden der Plätze 59—72. Die Entwicklung dieser 4 Elementkaskaden erfolgt derart, daß zwar, wie die Röntgenspektroskopie feststellen konnte, der Grundton der Elementenentwicklung: Zunahme der Kerndifferenz pro Element um eine Einheit, gewahrt bleibt, daß aber die sonst und vor allem auch direkt vor und nach den Kaskaden so auffallend regelmäßige Änderung der Wertigkeit aussetzt. Hieraus wird gefolgert werden müssen, daß hier die Zunahme der Kerndifferenz nicht durch die die valenzchemisch regelmäßige Entwicklung bedingende Einlagerung von He^{++} bewirkt werden wird.

1) F. Soddy, Die Radioelemente II, 1914. Zeitschr. f. phys. Chemie **92**, 694, 1918.

1) Diese Zeitschr. **18**, 276, 1917.

2) Diese Zeitschr. **20**, 92, 1919; Verh. d. D. phys. Gesellschaft 1917, (328 u.) 344.

Wir können das erwähnte Verhalten der Elementtypen durch ihre Anordnung in einem räumlichen periodischen System zum Ausdruck bringen, dadurch, daß wir die eine Achse eines dreiachsigen Koordinatensystems als Wertigkeitsachse wählen, auf der wir die kleinen Kerndifferenz- (Verbindungsgewichts-) Änderungen bei periodisch zwischen den Werten 0 und 8 variierender Höchstwertigkeit auftragen, während wir auf den beiden anderen Achsen bzw. die großen Kerndifferenz- oder Verbindungsgewichtssprünge bei gleicher Höchstwertigkeit (Analogone) und die kleinen Wechsel der Kerndifferenz (der Verbindungsgewichte) bei gleicher Wertigkeit (Kaskadenelemente) abtragen. Wir erhalten so, wie Schema I zeigt, 5 Ebenen, in denen



Schema I.

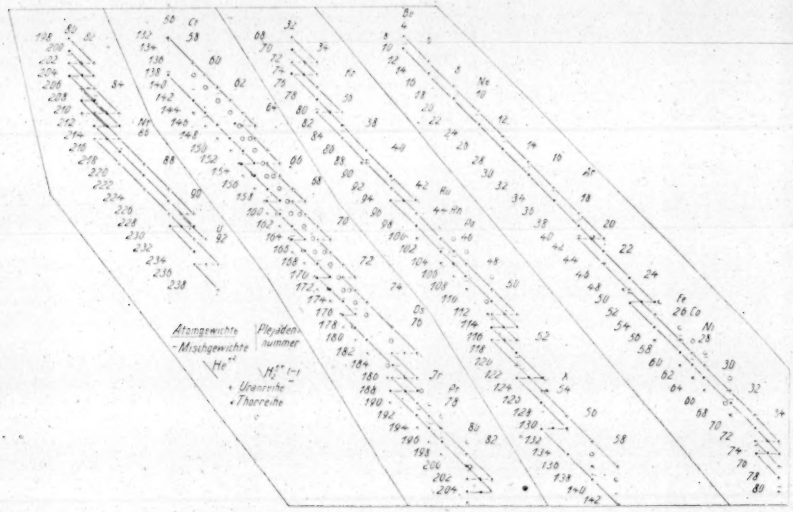
die Elementtypen mit von Platz zu Platz regelmäßig weiterschreitender Höchstwertigkeit liegen. Die Verbindungsglieder dieser Ebenen bilden die Kaskadenelemente, deren Unterbringung in den gewöhnlichen monoplanen Systemen, den Horizontalprojektionen der vorgeschlagenen räumlichen Anordnung, so große Schwierigkeit bietet.

Für die Elemente der 5 Ebenen des skizzierten Systems vollzieht sich die Entwicklung in der geschilderten Weise in 2 Reihenpaaren erst allein durch Addition von α-Partikeln hernach auch durch Einbau von Elektronen, so daß die Zahl der ungruppierten Ladungen für jedes im System folgende Element entsprechend der Wertigkeit um eine Einheit zunimmt. Pro 2 Platzeinheiten werden hierbei bei geradliniger Entwicklung der Elemente 4 Masseneinheiten verbraucht; für jede auftretende Doppelalternation werden zwecks Kompensation des durch die Einlagerung von 2 Elektronen um 2 Platzeinheiten rückläufigen Gangs in der Entwicklung 4 Extra-Masseneinheiten in Form von He^{++} verschluckt. Aus diesen Verhältnissen läßt sich offenbar unter Berücksichtigung der Änderung der Verbindungsgewichte der Plejaden eine Methode zur Ermittlung der Zahl der Alternationen beim Gang durch die 5 Ebenen unseres periodischen Systems ableiten[1]).

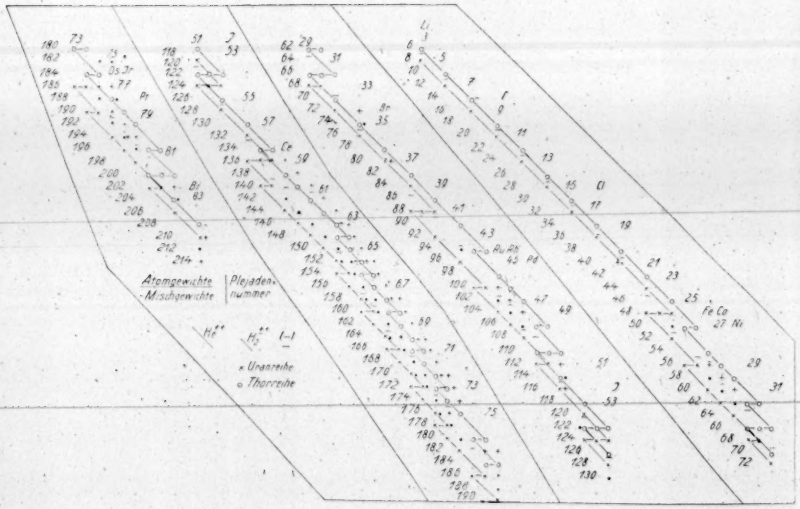
Die 5 Perioden der He-Entwicklung umfassen nach Schema I die Elementtypen He—Fe, Cu—Ru, Ag—Ce, Ta—Os und Au—U. Die erste Gruppe He—Fe erstreckt sich demnach über $(26-2)=24$ Plätze, für die bei alternationsloser Entwicklung $\frac{24}{2}\cdot 4 = 48$ Masseneinheiten verbraucht würden. Das Verbindungsgewicht der Mischung Fe 55,8 zeigt nun, daß diese Plejade 26 mindestens ein von He 4 sich ableitendes Uranisotop Fe 56 enthalten muß, so daß der tatsächliche Verbrauch an Masse zwischen den Typen 2 und 26 $(56-4)=52$ Einheiten ausmacht und somit $(52-48)=4$ Einheiten mehr beträgt wie bei alternationslosem Gang. Dieses Mehr von 4 Masseneinheiten wurde nun offenbar infolge Einlagerung eines „Extra“-He^{++} verbraucht zwecks Kompensation zweier Elektronenadditionen und der dadurch bedingten rückläufigen Bewegung der Entwicklungsreihe um 2 Plätze. Die erste der 5 obigen Elementperioden zeigt somit 2 Alternationen. Aus analogen Überlegungen ergeben sich die Anzahlen der Alternationen der 4 übrigen Perioden zu 4, 6, 2 und 8, so daß fürs ganze System im He-Entwicklungsgang 22 Alternationen resultieren. Eine Prüfung der angegebenen Methode durch Anwendung auf die Radioelemente zwischen den Elementen Pb 206 und U 238 ergibt für diese $\frac{1}{2}[(238-206)-\frac{1}{2}\cdot(92-82)\cdot 4]=6$ Alternationen, was mit der Emission von 6 β-Partikelchen bei der Transformation $UI-RaG$ übereinstimmt.

Eine nähere Verfolgung der Änderung der Verbindungsgewichte von Plejade zu Plejade ermöglicht nun auch die Fixierung der Stellen, an denen die 22 He-Alternationen auftreten. Die Schemata II und III lassen diese Stellen erkennen. Es darf betont werden,

1) Vgl. hierüber Zeitschr. f. phys. Chemie, 94, 513, 1920.



Schema II.



Schema III.

daß, wie eine intensive Verfolgung der Verhältnisse ergibt, die Festlegung der Alternationen in den Schemata II und III keine willkürliche, sondern, vielleicht mit höchstens einer oder zwei Ausnahmen, die allein mögliche ist. Betreff die Alternationen der beiden verschiedenen Reihen, der Thor- und Uranreihe wurde berücksichtigt, daß diese teils zusammenfallen können (*ThB* bzw. *RaB*) teils durch verschiedene Gruppen erfolgen ($MsTh_1$ bzw. UX_1).

Es handelt sich nun noch darum, den genetischen Zusammenhang der Elemente der 5 Ebenen unseres Systems zu fixieren, d. h. zu ermitteln, wie die beiden Entwicklungsreihenpaare durch die Glieder der Kaskadenelemente schreiten.

Heliumkerne können, wie bereits erwähnt, aus dem Grunde nicht in Betracht kommen, da der regelmäßigen Zunahme der Kerndifferenz um eine Einheit keine regelmäßige Variation der Valenzverhältnisse parallel geht. Dagegen ändert sich, wenn wir die 3 Triaden zunächst nur ins Auge fassen, die Atommasse von Element zu Element ebenfalls um 2 Einheiten. Wir nehmen deshalb an, daß die Kerne der Verbindungsglieder der 5 *He*-Entwicklungsperioden durch Einbau von einfach positiven Wasserstoffmolekülen zustande kommen:

$$Fe\,56 + H_2^+ = Co\,58;$$
$$Co\,58 + H_2^+ = Ni\,60,$$
$$Ni\,60 + He^{++} = Zn\,64.$$

Da hierbei die Zahl der ungruppierten He^{++}-Ladungen dieselbe bleibt, ist es plausibel, daß die chemischen Eigenschaften sich hier nur um ein Minimum ändern. Es ist in diesem Zusammenhang äußerst interessant, darauf hinzuweisen, daß Marsden und Lantsberry beim Bombardieren von *Ni* mit *RaC*-α-Strahlen weitreichende H^+-Strahlen beobachtet haben[1]). Nach den Ergebnissen der N_2-Bestrahlung ist es immerhin nicht unwahrscheinlich, daß die Wasserstoffatome aus den *Ni*-Atomen stammen. Sehr beachtenswert ist außerdem die Tatsache, daß sich die Mineralien der seltenen Erden häufig als wasserstoffhaltig erwiesen haben[2]).

Des weiteren sprechen die astronomisch-spektroskopischen Untersuchungen N. Lockyers für die Theorie. „Um nur ein Beispiel anzuführen, so schließt Lockyer aus dem Verschwinden der verstärkten Eisenlinien in den heißesten Sternen und der gleichzeitigen Verstärkung der Wasserstofflinien, sowie der des Heliums und des Asteriums, daß Eisen eine Verbindung sei, an deren Bildung sich eines dieser Gase oder alle beteiligen"[1]).

In den *He*-Entwicklungsperioden beteiligen sich von Zeit zu Zeit neben He^{++} auch Elektronen an der Entwicklung. In analoger Weise ist auch der Lauf der großen H_2^+-Periode kein gerader, sondern weist, was aus der Änderung der Atommassen in gleicher Weise wie für die *He*-Perioden folgt, 5 Alternationen auf, bestehend in der Einlagerung von einem Elektron an 5 Stellen in der Kaskade der seltenen Erden und Kompensation durch 5 „Extra"-H_2^+-Ionen.

In den Schemata II und III ist der Gang des geradwertigen bzw. des ungeradwertigen Reihenpaares durch das ganze periodische System dargestellt, wie er sich unter den Annahmen einer Entwicklung der Elemente durch abwechselnde Addition von He^{++} bzw. H_2^{++} und Elektronen aus den beiden Kopfgliedern *He* und H_2 eindeutig ergibt unter Berücksichtigung der bekannten Verbindungsgewichte der Typen, die stets zwischen den Atomgewichten der Isotopen liegen müssen. Dadurch, daß bei einer Plejade die höheren und bei der ihr folgenden die leichteren Isotope stärker vertreten sein können, finden die sog. Unregelmäßigkeiten des periodischen Systems, bestehend in einem 5maligen rückläufigen Gang der Verbindungsgewichte[2]) ihre einfache Deutung. Eventuelle Verzweigungen der Reihen, wie sie für die Radioelemente durch die Doppelstrahler *C* und die *Ac*-Reihe gegeben sind, lassen sich zurzeit nicht ermitteln. In beiden Schemata sind die Plejadenglieder, die der anderen Entwicklungsreihe, die infolge der Alternation die dargestellte Reihe kreuzt, angehören, beigezeichnet, so daß die Plejaden vollständig sind. Beide Reihenpaare können nur bis zu Platz 82 bzw. Platz 83 verfolgt werden, da die Verbindungsgewichte der höheren Isotopengemische nicht bekannt sind. Doch lassen sich dem Reihenpaar der geradwertigen Elemente die Zerfallsreihen von *U* und *Th* anschließen und Schema II zeigt, wie gut und glatt das Ende der theoretischen Entwicklungsreihe in das Ende der beiden Zerfallsreihen übergeht, eine beachtenswerte Stütze der ersteren.

Von *He* bis *U* I werden $\frac{72-2}{2}\cdot 4 = 140$ Masseneinheiten für die geradlinige He^{++}-Entwicklung, $\frac{22}{2}\cdot 4 = 44$ Masseneinheiten für He^{++}-Alternationen, $20\cdot 2 = 40$ Massenpartikelchen für den

1) Phil. Mag. **30**, 240, 1915.
2) Vgl. diese Zeitschr. **16**, 6, 1915.

1) C. Schmidt, Das period. System der chem. Elemente. S. 114 ff.
2) Zwischen den Plätzen 18 u. 19, 27 u. 28, 52 u. 53, 59 u. 60, 66 u. 67.

geraden Gang und $5 \cdot 2 = 10$ Massenteilchen für den alternierenden Gang durch die Kaskaden benötigt. Hieraus ergibt sich das Atomgewicht des $U\,I$ zu

$$4 + 140 + 44 + 40 + 10 = 238.$$

Seine gesamte positive Ladung beträgt $2 + \frac{1}{2}(140+44) + 1(40+10) = 144$ Einheiten, während die negative in

$$22 + \tfrac{1}{2} \cdot (40 + 10) + 5 = 52 \text{ Elektronen}$$

besteht, so daß die Kerndifferenz zu $144 - 52 = 92$ resultiert. Betreffs weiterer quantitativer Angaben über die Elemente der Atome darf ich auf meine Arbeit in der Zeitschr. f. phys. Chemie verweisen.

Anmerkung bei der Korrektur: Ich habe bereits in meiner letzten Arbeit erwähnt, daß Aston durch die Kanalstrahlenmethode für Chlor die beiden Isotope $Cl\,35$ und $Cl\,39$ fand. Außerdem stellte er folgende Isotope fest: $Ne\,20$ und $Ne\,22$, $Hg\,202$ und $Hg\,204$, $X\,128$ und $X\,130$, $X\,131$, $X\,133$ und $X\,135$, sowie $Kr\,78$, $Kr\,80$, $Kr\,82$, $Kr\,84$ und $Kr\,86$ und $Kr\,83$. Übereinstimmend mit obigen Entwicklungen folgt hieraus zunächst, daß die ersten Plejaden des periodischen Systems wahrscheinlich durchweg nur aus 2 Isotopen bestehen (auf die schöne Bestätigung des Elementcharakters von C und O durch Rutherford bzw. Volmer und Stern verwies ich bereits in meiner letzten Arbeit), während die höheren Plejaden bedeutend größere Mannigfaltigkeit an Komponenten zeigen, und daß die nächsten Isotope ein und derselben Reihe stets um 2 Einheiten in der Atommasse differieren. Abweichend von der Theorie ist dagegen das Auftreten von ungeraden Atomgewichten. Aus einem Vergleich des die Theorie bestätigenden Falles Ne und des nicht übereinstimmenden Falles Cl dürfte gefolgert werden können, daß die gegebene Elementenentwicklung ohne weiteres für die Reihe der geradwertigen Elemente stimmt (für die direkt auch ein Prüfstein in der guten Anreihung der aktiven Zerfallsschemata gegeben ist), daß dagegen für die ungeradwertigen Elemente ein H-Atom weiter am Atombau beteiligt sein dürfte ($Li\,6{,}94 = Li\,5\,(He^{++} + H^{+})$ und $Li\,4\,(He^{++} + H_2^{++} + H^{+})$; Addition von He^{++} gibt $B\,9$ und $B\,11$ usw., Alternation der leichteren Reihe zwischen P und Al führt zu $Cl\,35$ und $Cl\,39$). Bestätigt aus Tabelle II werden durch die Astonschen Untersuchungen die Isotopen $Ne\,20$, $Ne\,22$; $Hg\,202$, $Hg\,204$; $X\,128$, $X\,130$; $Kr\,80$, $Kr\,82$, $Kr\,84$. Die weiteren geraden Isotope $Kr\,78$ und $Kr\,86$ dürften wohl auf Verzweigungen der Reihe zurückgeführt werden, die sich, wie schon oben bemerkt, zurzeit nicht theoretisch vorhersehen lassen.

Stuttgart, Februar 1920.

(Eingegangen 2. März 1920.)

Über unipolare Leitung an Kristallen.

(Zweite Mitteilung[1]).

Von F. Streintz und A. Wesely.

Messungen an Silberglanz.

Der große Übergangswiderstand an den Grenzflächen dieses Erzes ließ erwarten, daß auch seine Unipolarität ungewöhnlich groß sein werde. Die Beobachtung bestätigt die Vermutung. Es gelingt leicht, den Kristall in die Preßvorrichtung derart einzuspannen, daß der schwächere Strom i_{12} fast völlig verschwindet. Man hat es demnach mit einer Ventilwirkung zu tun; der als Unipolarität eingeführte Ausdruck $U = \frac{i_{21} - i_{12}}{i_{21}}$ wird nahezu 1. Brauchbare Messungen an diesem Kristall zu erhalten, schien zunächst aussichtslos. Die Entladungen zwischen den Grenzschichten gehen bei größeren Stromstärken ununterbrochen mit einer Heftigkeit vor sich, daß die Nadel eines in den Stromkreis geschalteten Weston-Voltmeters in konvulsivische Zuckungen gerät. Sie flauen auch keineswegs ab, sondern dauern stunden- und tagelang unvermindert an. Denn wenn auch der Zeiger bei der Stromrichtung i_{12} vorübergehend sich auf Null einstellt, so erfährt er in jeder Minute bald kräftigere, bald schwächere Stöße. In der Richtung i_{21} stellt er sich überhaupt nicht ein, sondern führt eine scheerende Bewegung im Gebiet von vielen Teilstrichen aus. Es konnte aber festgestellt werden, daß mit abnehmender Stromstärke die Zuckungen an Lebhaftigkeit verlieren. Bei sehr kleinen Stromstärken i_{21}, etwa unter 50 Mikroweber, verschwinden sie gänzlich, so daß mit Hilfe eines empfindlichen Spiegelgalvanometers Strommessungen vorgenommen werden können. Die ruhige Einstellung nach der stärkeren Richtung i_{21} erfolgt in zwei bis drei Minuten. Diese Richtung soll als stabile oder nomale bezeichnet werden. In der Richtung i_{12}, der labilen oder anomalen, ist der Vorgang dem an Bleiglanz und Arsenkies geschilderten ähnlich. Zunächst ist die Ablenkung gleich groß wie bei der nomalen Richtung, ja nicht selten

1) Vgl. F. Streintz u. A. Wesely, diese Zeitschr. **21**, 42, 1920. Berichtigung hierzu: S. 44, Zeile 5 v. u. $\pi_1 = \pi_2 = (Cu + O)$ usw.

sogar größer. Dann dreht sich der Spiegel zunächst langsam, später beschleunigt gegen die Ruhelage hin. Schließlich verlangsamt sich die Bewegung wieder, bis nach Ablauf von mehreren Minuten die definitive Ruhelage gewissermaßen aperiodisch erreicht ist. Dieses aperiodische Verhalten erschwert einigermaßen die Messungen. Die Unipolarität unterliegt zeitlichen Schwankungen, und zwar nimmt sie in den meisten Fällen ab. Während einer Beobachtung kommt diese Änderung in der Weise zur Geltung, daß der Spiegel, nachdem er zur Ruhe gelangt ist, eine allerdings sehr langsame, zuweilen aussetzende Drehung im Ausmaß von ein bis zwei Teilstrichen nach der entgegengesetzten Seite ausführt, mithin eine Zunahme der Stromstärke angibt. Man verfährt am besten so: Nach dem Stromschluß in der labilen Richtung wartet man zunächst das Erwachen und Erstarken der Unipolarität ab. Nach mehreren Minuten, während deren man unverwandt durch das Fernrohr blickt, erhält man die kleinste Ablenkung von der Ruhelage. Wartet man weiter, so entsteht meist eine geringe Vergrößerung des Ausschlages, die von der zeitlichen Abnahme der Unipolarität herrührt. Nun wird, um Störungen durch thermoelektrische Kräfte zu beseitigen, die Stromrichtung in sämtlichen Drahtleitungen mit Ausnahme der kurzen zum Kristall führenden Zuleitung umgekehrt und sofort nach der Einstellung beobachtet. Die beiden Minimalausschläge dienen zur Ermittlung von i_{12}. Die Beobachtungen nach der stabilen Richtung i_{21}, die wenig Zeit erfordern, werden unmittelbar angeschlossen. Hier entsteht auch allmählich eine geringe Vergrößerung der Ablenkung, da die zeitliche Abnahme der Unipolarität mit einer Abnahme des Übergangswiderstandes w_{21} verknüpft ist.

Die Messungen an Silberglanz wurden zunächst zu dem Zwecke angestellt, um zu prüfen, ob sich ähnliche Beziehungen ergeben, wie die an Bleiglanz und Arsenkies ermittelten. Es stellte sich heraus, daß sich gerade mit diesem scheinbar so widerhaarigen Erze präzisere Beobachtungen anstellen ließen. Die Unipolarität des Silberglanzes ist nämlich noch bei den schwächsten Strömen sehr ansehnlich, auch dann, wenn man den Kristall ziemlich kräftig in die Presse spannt. Erschütterungen der Umgebung rufen, und darin liegt der Vorzug des Silberglanzsystems, keine Störung hervor.

Wichtig war es zu untersuchen, welche Metalle als Zuleitungen geeignet erscheinen. An Kupferblechen verschwindet die Unipolarität fast gänzlich, wenn die Schraube angezogen wird. Aus demselben Grunde waren Bleibleche auszuschließen, wie sich dies übrigens schon bei Bleiglanz und Arsenkies herausgestellt hatte. An Platin erhält man bald sehr große Unipolarität, bald keine. Messing hat sich als geeignet erwiesen. Nur ist es nicht gleichgültig, ob die Scheibchen daraus blank poliert oder längere Zeit vor den Messungen an der Luft gelegen und vielfach berührt worden waren. Blanke Zuleitungen sind untauglich. Durch entsprechende Einstellung läßt sich an ihnen allerdings auch große Unipolarität gewinnen, die aber nicht von Dauer ist. Zunächst entwickelt sich die Unipolarität in stufenweisen Absätzen, erreicht allmählich ein Maximum, um dann ziemlich gleichmäßig langsam abzunehmen, bis nach einer Stunde und darüber nur mehr Spuren von ihr vorhanden sind. Wird der Stromkreis geöffnet und nach einigen Stunden wieder geschlossen, dann entwickelt sich die Unipolarität in derselben Weise wie vorher, um auch in gleicher Weise wieder zu verschwinden. Für die Messungen eignete sich am besten das Material, das geraume Zeit mannigfaltigen Vorversuchen gedient hatte. Dann erhält man den eingangs geschilderten geeigneten Verlauf. Dieselbe Bemerkung gilt auch für die Oberflächenbeschaffenheit des Kristalls.

Die Einstellung des Systems ist am günstigsten, wenn der in der stabilen Richtung gemessene Übergangswiderstand w_{21} in einem Stromkreise, der neben einer elektromotorischen Kraft von 2 Volt 100,000 Ohm enthält, nahe an 2000 Ohm bei 18° C beträgt. Ein größeres w_{21} vergrößert die Unipolarität, macht sie aber labiler, ein kleineres führt über kurz oder lang gleichfalls zu ihrem Verschwinden. Tritt dieser Fall ein, dann sinkt w_{21} auf hundert Ohm und darunter. Auf Grund dieser Erfahrung ist es niemals leicht, aber auch nicht allzu schwierig, eine geeignete Einstellung des Systems auszumitteln.

Die Temperatur übt keinen unwesentlichen Einfluß aus, hauptsächlich wohl wegen der Änderung von w_{21} mit ihr. Wahrscheinlich hängt aber auch der Druck der Schraube davon ab. Am Morgen, im noch nicht geheizten Arbeitsraume, sind die Unipolarität und ihre Störungen am größten, im Laufe des Tages, mit Zunahme der Temperatur, sank die erstere allmählich, die letzteren verschwanden. In den späteren Abendstunden nahm die Zimmertemperatur meist ab, U stieg. Die Presse war im Hohlraum eines Kastens mit doppelten Wänden und Doppeldeckel eingeschlossen. Am Nachmittag zeigte ein aus dem Innenraum hervorragendes Thermometer nur geringe Änderungen der Temperatur (17—18°) an.

Als Stromquellen dienten Akkumulatoren. Von diesen waren einige mit Säure von verschiedener Konzentration gefüllt. Durch ihre entsprechende Koppelung konnte jede beliebige elektromotorische Kraft hergestellt werden.

Die Widerstände bestanden aus Dekaden von 10×10 bis $10 \times 100\,000$ Ohm aufwärts. Im ganzen stand also Drahtwiderstand von 1,1111 Megohm zur Verfügung. Das Drehspulengalvanometer von Siemens & Halske mit 10 000 Ohm lag im geeigneten Nebenschluß. Die elektromotorischen Kräfte wurden bei jeder Messung mit Galvanometer oder Weston-Voltmeter festgestellt. Die Kristalle bestanden aus Kreiszylindern von 4,2 mm Höhe; die Durchmesser der eben geschliffenen Grundflächen betrugen 9,8 mm. Dr. Steeg und Reuter hatten sie geliefert; sie dienten seinerzeit zur Untersuchung des Übergangswiderstandes[1]).

Mit Rücksicht auf die zeitlichen Änderungen von U wurde jede Bestimmung verglichen. Das geschah in der Weise, daß ein Akkumulator in einem Stromkreise mit 10^5 Ohm und dem Kristall vor und nach jedem eben zu ermittelnden Werte auf die durch ihn hervorgerufene Unipolarität geprüft wurde in der Annahme, daß eine etwaige Änderung innerhalb einer derartigen Meßperiode linear mit der Zeit vor sich gegangen war. Ergab es sich, daß die beiden Vergleichsmessungen um mehr als 2 Proz. voneinander abwichen, dann wurde die betreffende Beobachtung durch eine neue ersetzt. Gewöhnlich trat dieser Fall ein, wenn das System kurz vorher neu eingestellt worden war. Die jeweiligen Stromstärken i_{12} wurden sämtlich dividiert durch den Mittelwert $\bar{i}_{12}$ zweier einschließender Messungen mit einem Akkumulator in 10^5 Ohm. Diese reduzierten Stromstärken sollen mit $\overline{i_{12}}$ bezeichnet werden. Ebenso wurde das jeweilige reduzierte Verhältnis $\overline{i_{21}/i_{12}}$ und die reduzierte Unipolarität $\overline{U}$ gewonnen. Auf die Bestimmung von Temperaturen an den Grundflächen des Kristalles mußte zunächst wegen der geringen Stromstärken verzichtet werden.

Als Stromquelle diente ein Akkumulator von 2,018 Spannung. In den Stromkreis waren der Reihe nach 10^5 Ohm, dem als Normale gewählten Widerstand, bis 10^6 Ohm geschaltet.

Die Prüfung auf die Abhängigkeit von $\overline{i_{21}/i_{12}}$ und von $\overline{U}$ ergab:

Nr.	Weber $i'_{21} \times 10^6$	Weber $i'_{12} \times 10^6$	$i'_{21} i'_{12}$	U'	Ohm $R \times 10^5$	Weber $i_{21} \times 10^6$	Weber $i_{12} \times 10^6$	$i_{21} i_{12}$	UR	$\overline{i_{12}}$	$\overline{i_{21}/i_{12}}$	$\overline{UR}$	t^0C
1	19,34	12,46	1,552	0,356	1	19,34	12,46	1,552	0,356	1,000	1,000	1,000	17,6
2	19,04	12,46	1,550	0,355	2	9,67	7,21	1,342	0,254	0,579	0,866	0,721	17,5
3	19,31	12,40	1,557	0,358	3	6,44	5,06	1,272	0,214	0,408	0,817	0,600	17,4
4	19,30	12,35	1,563	0,360	4	4,83	3,94	1,226	0,183	0,319	0,784	0,508	17,4
5	19,34	12,37	1,563	0,360	5	3,86	3,37	1,145	0,127	0,272	0,732	0,350	17,4
6	19,45	12,35	1,575	0,365	6	3,25	2,86	1,136	0,120*)	0,231*)	0,721	0,329	17,3
7	19,45	12,20	1,586	0,369	7	2,77	2,48	1,117	0,105	0,202	0,705	0,284	17,3

*) Bei den in der 6. Reihe angegebenen Ziffern scheint eine geringe Störung vorhanden gewesen zu sein.

Mit abnehmender Stromstärke sinkt auch hier die Unipolarität.

Die Temperatur fiel an dem Abend, an dem die Beobachtungen angestellt worden sind, in etwa drei Stunden, diese Zeit nehmen die Messungen in Anspruch, von 17°,6 auf 17°,3. Dementsprechend wuchs U' von 0,356 bis 0,369, da w_{21} mit Abnahme der Temperatur zunimmt.

Bei geringeren Stromstärken, von $i_{21} = 2{,}4 \cdot 10^{-6}$ Weber abwärts, traten Unregelmäßigkeiten auf, bei $2 \cdot 10^{-6}$ Weber war die Unipolarität erstickt. Sie blieb dann auch bei höheren Stromstärken dauernd verschwunden; w_{21} war auf 60 Ohm gesunken. Das Verschwinden von U bei sehr schwachen Strömen trat wiederholt auf. Ein plötzlicher Zusammenbruch der Unipolarität findet aber auch nicht selten bei stärkeren Strömen statt. So kann es vorkommen, daß die Messung von i_{12} noch die zu gewärtigende Unipolarität zeigt, während es sich bei der unmittelbar daran geschlossenen Bestimmung von i_{21} herausstellt, daß sie einen Wert erreicht, der von derselben Größe ist, als wenn der Kristall aus dem Stromkreise entfernt worden wäre. Kehrt man dann den Strom wieder um, dann ist $i_{12} = i_{21}$, mithin $U = 0$ geworden. Das System muß neu eingestellt werden, bis der Widerstand w_{21} wieder nahezu 2000 Ohm erreicht hat.

Ein solcher vollständiger Zusammenbruch der Unipolarität ist ein besonderes Merkmal des Silberglanzsystems. Bei Bleiglanz und Arsenkies hat es sich gezeigt, daß U zuweilen sprungweisen Änderungen unterliegt, sich dann aber wieder konstant hält. Die Ursache lag wohl in geringen, zuweilen nicht wahrnehmbaren Erschütterungen des locker zwischen den Zuleitungen gelagerten Kristalls. Ein plötzliches Verschwinden der Unipolarität ohne Druck-

1) F. Streintz, diese Zeitschr. 13, 673, 1912.

änderung war an diesen Erzen niemals zu beobachten. Der labile Zustand des Silberglanzsystems ist offenbar trotz der kräftigen Einspannung des Kristalls derart groß, daß es für ihn, abgesehen von den durch die Temperatur hervorgerufenen geringfügigen Änderungen, nur einen Sprung in den vollkommen stabilen Zustand $i_{12} = i_{21}$ gibt.

Es soll hervorgehoben werden, daß, je niedriger die Stromstärke ist, um so später das Erwachen der Unipolarität beginnt. Dieses schwere Erwachen bereitet allmählich den Zusammenbruch vor. Aus diesem Grunde wird den Beobachtungen der Reihen 5—7 eine gewisse Unsicherheit aufgeprägt. Dieses Verhalten gab Veranlassung, eine Beobachtungsreihe bei größeren Stromstärken anzustellen. Die obere Grenze der Stromstärke durfte jedoch 50 Mikroweber nicht überschreiten, da, wie schon erwähnt worden ist, darüber hinaus das Galvanometer bereits das Vorhandensein von Entladungen zwischen den Grenzschichten anzeigt. Die nächste Tabelle zeigt das Ergebnis. Die reduzierten Werte beziehen sich wieder auf dieselbe Einheit.

Nr.	$i'_{21} \times 10^6$	$i'_{12} \times 10^6$	i'_{21}/i'_{12}	U'	$R \times 10^{-5}$	$i_{21} \times 10^6$	$i_{12} \times 10^6$	i_{21}/i_{12}	U_R	$\overline{i_{12}}$	$\overline{i_{21}/i_{12}}$	U_R
8	20,31	12,17	1,670	0,401	1	20,31	12,17	1,670	0,401	1,000	1,000	1,000
9	20,32	12,64	1,607	0,378	0,9	22,10	13,29	1,662	0,399	1,050	1,035	1,054
10	20,36	12,91	1,574	0,366	0,8	24,66	14,71	1,678	0,403	1,140	1,064	1,100
11	20,34	13,01	1,561	0,360	0,7	28,20	16,54	1,704	0,414	1,271	1,091	1,150
12	20,37	13,18	1,545	0,353	0,6	32,63	18,98	1,720	0,418	1,440	1,113	1,183
13	20,37	13,29	1,531	0,348	0,5	37,24	21,70	1,808	0,447	1,633	1,180	1,283
14	20,38	13,32	1,528	0,346	0,4	48,63	25,01	1,943	0,487	1,879	1,272	1,408

Die Unipolarität U' unterlag diesmal stärkeren zeitlichen Änderungen. Sie sank im Verlaufe der Messungen von 0,40 auf 0,35 herab. Die Temperatur war gestiegen.

Das Diagramm $\overline{i_{21}}$ als Abszissen, $\overline{i_{21}/i_{12}}$ als Ordinaten (Fig. 1) zeigt für sämtliche Beobachtungen 1 bis 14 den Zusammenhang zwischen beiden Größen. Die Werte der ersten Tabelle sind durch Kreischen, die der zweiten durch Kreuzchen gekennzeichnet. Schließt man die Reihen 5—7 aus, so zeigt sich Proportionalität zwischen beiden Koordinaten der Geraden gemäß:

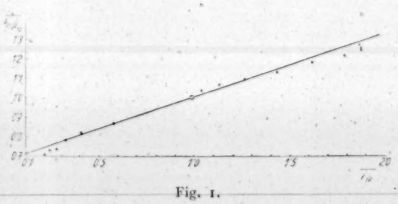


Fig. 1.

$$\overline{i_{12}} = (a+1)\,\overline{i_{21}/i_{12}} - a,$$

worin

$$a = 2{,}270$$

ist.

Daraus ergibt sich für den Zusammenhang beider Stromstärken:

$$\overline{i_{12}} = -1{,}135 + \sqrt{1{,}288 + 3{,}270\,\overline{i_{21}}},$$

wenn für

$$\overline{i_{21}} = \frac{i_{21}}{i'_{21}}$$

gesetzt wird.

Der Grad der Übereinstimmung kann aus der nachstehenden Tabelle entnommen werden.

Nr.	$\overline{i_{21}}$	$\overline{i_{12}}$ beob.	$\overline{i_{12}}$ ber.
1	1,000	1,000	1,000
2	0,508	0,579	0,582
3	0,333	0,408	0,407
4	0,250	0,319	0,317
8	1,000	1,000	1,000
9	1,088	1,054	1,065
10	1,211	1,140	1,156
11	1,386	1,271	1,277
12	1,002	1,440	1,430
13	1,926	1,633	1,600
14	2,386	1,879	1,880

Die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Zahlen übersteigen nirgends 2 Proz. Die in der zweiten Tabelle enthaltenen Werte schließen sich also vollkommen an die in der ersten an, obwohl die Ausgangswerte für U' 0,356 und 0,401 nicht unwesentlich voneinander verschieden waren.

In ebenso glänzender Weise findet sich die an Bleiglanz ermittelte Beziehung $UV = \text{Konst.}$ an Silberglanz bei elektromotorischen Kräften, die 2 Volt übersteigen, bestätigt. Die in der nächsten Tabelle angegebenen Werte enthalten in der letzten senkrechten Reihe die reduzierten Produkte $\overline{UV} = \frac{UV}{U'V'}$, worin V' die elektromotorische Kraft des Maß-Akkumulators darstellt.

Nr.	V' Volt	U'	$U'V'$	V Volt	U	UV	$\overline{UV}$	Δ vom Mittelw.
15	2,039	0,361	0,736	2,039	0,361	0,736	1,00	— 3
16	„	0,361	0,736	4,080	0,186	0,759	1,03	0
17	„	0,351	0,716	6,126	0,128	0,784	1,06	+ 3
18	„	0,335	0,683	8,168	0,0857	0,700	1,02	— 1
19	„	0,329	0,671	10,210	0,0706	0,721	1,07	+ 4
20	„	0,320	0,652	12,276	0,0542	0,665	1,02	— 1
21	„	0,312	0,637	14,350	0,0444	0,637	1,00	— 3
22	„	0,311	0,634	16,370	0,0404	0,661	1,04	+ 1
23	„	0,311	0,634	18,430	0,0352	0,649	1,02	— 1

$\overline{UV}_{\text{Mittel}} = 1{,}03$

Mit Zuziehung von Ballastwiderstand wurde die Stromstärke i_{21} mit großer Vorsicht bei allen Versuchen auf $20{,}4 \cdot 10^{-6}$ konstant erhalten. Die Temperatur war in der mehrstündigen Zeit, die zu den Beobachtungen erforderlich war, um $0{,}5^0$ C gestiegen.

Unmittelbar nach der letzten Beobachtung trat der Zusammenbruch ein. Da dieser nicht nur von V allein, sondern auch von U abhängig zu sein scheint, so läßt sich nicht feststellen, bei welchem Potential er erfolgt. Über 22 Volt war niemals Unipolarität vorhanden.

Bei geringen Potentialen muß das Produkt $\overline{UV}$ unter Eins sinken, da die Unipolarität U die Zahl 1 nicht überschreiten kann. Messungen bei geringen Potentialen ergeben:

Nr.	V' Volt	U'	$U'V'$	V Volt	U	UV	$\overline{UV}$
24	2,026	0,463	0,938	0,172	0,931	0,161	0,181
25	2,028	0,467	0,946	0,363	0,904	0,328	0,347
26	2,023	0,469	0,947	0,713	0,807	0,575	0,607
27	2,022	0,477	0,964	1,100	0,707	0,778	0,807
28	2,019	0,454	0,916	1,444	0,571	0,824	0,900

Die konstante Stromstärke betrug wieder etwas über 20 Mikroweber. Das Diagramm $V - \overline{UV}$ (Fig. 2) zeigt, daß der Wert $\overline{UV} = 1{,}03$ erst nahe bei 2 Volt erreicht wird.

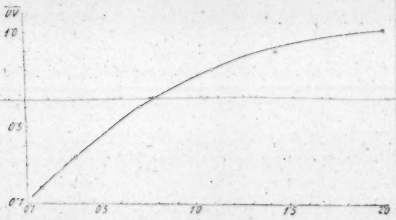


Fig. 2.

Als unipolar im wahren Sinne des Wortes müßte man das Leitvermögen bezeichnen, das nur in einer Stromrichtung entsteht, während es nach der anderen vollkommen fehlt (Ventilwirkung). Nach der gefundenen Beziehung zwischen den beiden Stromstärken erscheint es recht unwahrscheinlich, daß ein derartiger Zustand am Kristall jemals genau zu erreichen sein wird. Aus diesem Grunde dürfte es sich empfehlen, U als Strompolarität zu bezeichnen. Eine Verwechslung mit der galvanischen Polarisation steht nicht zu befürchten, da sich dieser Ausdruck, eine der restlichen Erinnerungen an Galvani, allgemein eingebürgert hat.

Ein zweiter Vorschlag geht dahin, für das Produkt $UV = W$ den Ausdruck Leistungspolarität einzuführen. $i_{21}V$ und $i_{12}V$ sind die in der Zeiteinheit im gesamten Stromkreise erzeugten Wärmen, wenn er einmal von i_{21}, einmal von i_{12} durchflossen wird. Da

$$UV = \frac{i_{21}V - i_{12}V}{i_{21}}$$

ist und i_{21} konstant erhalten wird, dürfte sich diese Bezeichnung eignen. Demnach ließe sich die Gleichung $UV =$ konst. in die Worte kleiden: Die Leistungspolarität ist unveränderlich von 2 Volt aufwärts.

Bewiesen ist der Satz für Bleiglanz und Silberglanz. Mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit kann behauptet werden, daß er auch für andere Kristalle, wenn sie polar leiten, Geltung haben wird. —

Der Übergangswiderstand w_{12} besteht aus der Summe zweier Widerstände, nämlich dem Widerstand an der „Anode“ w'_{12} und dem an der „Kathode“ w''_{12}. Dasselbe gilt für $w_{21} = w'_{21} + w''_{21}$ (vgl. Fig. 1 der ersten Mitteilung). Einzeln zu bestimmen sind w' und w'' nicht. Zuweilen tritt der Fall ein, daß beim Nachlassen der Einspannung sowohl w_{12} als w_{21} große Werte annehmen, ohne daß jedoch eine größere Polarität entsteht. Die Ursache liegt wohl darin, daß die Drucke an 1 und 2 gleichmäßig vermindert worden waren. Es erschien daher als nächste Aufgabe, einen der beiden Widerstände so herabzusetzen, daß er vernachlässigt werden konnte, also eine Versuchsanordnung zu treffen wie beim Kristall-

detektor, wo man gleichfalls durch elektrolytisches Verkupfern den Widerstand einer Verbindungsstelle, freilich in nicht einwandfreier Weise, zu beseitigen sucht. In viel genauerer Art als durch Verkupferung, Silberglanz läßt übrigens ein derartiges Verfahren gar nicht zu, kann der Widerstand auf einen zu vernachlässigenden Rest herabgesetzt werden, wenn man amalgamiertes Blei als Zuleitung anwendet. Zu diesem Zwecke wurde der Kristall an seinen Grundflächen sorgfältig poliert und dann sofort zwischen den Bleiblechen unter großem Drucke gepreßt. Als Widerstände in beiden Stromrichtungen, verglichen im Gefälle mit 0,1 Ohm, ergaben sich $w_{21} = 0{,}175$ und $w_{12} = 0{,}177$ Ohm. Diese Zahlen änderten sich innerhalb dreier Tage nicht. Befreit man dann den Silberglanzkristall vollständig von jeglichem Druck, so erfahren die Widerstände keine Veränderung; es fand sich $w_{21} = 0{,}176$ und $w_{12} = 0{,}178$ Ohm. Eine Spur von Polarität ist also noch immer vorhanden, da der Übergangswiderstand nicht völlig beseitigt ist. Denn für den Eigenwiderstand desselben Kristalls wurden 0,0039 Ohm ermittelt[1]). Mit Hilfe der Pinzette wird nunmehr ein Bleiblech vom Kristall losgelöst und durch Messing oder Platin ersetzt.

Das neue System zeigte zunächst, daß auch größere Stromstärken, etwa bis zu 0,004 Weber das Galvanometer durch Entladungen noch nicht in Aufruhr brachten, es zeigte weiter, daß es im vollkommen unbelasteten Zustand nahezu Ventilwirkung ($U = 0{,}995$) erzeugt, allein Messungen an ihm waren trotz verschiedener chemischer Angriffe auf die Messingoberfläche nicht anzustellen. Die Polarität tritt nur bei äußerst geringen Belastungen auf; in diesem Zustande fand sich bei 0,004 Weber w_{21} bei 20 Ohm. In der kürzesten Zeit war sie wieder verschwunden. An Bleiglanz herrschten dieselben Zustände, nur in etwas gemilderter Form.

Ein solches Ergebnis konnte nicht erwartet werden. Es schien doch wahrscheinlich, daß das System stabilisierter werde, wenn nur ein einseitiger Widerstand vorhanden ist. Statt dessen läßt es an Labilität nichts zu wünschen übrig! Wie ein Eisenbahnwagen erst mit einem Puffer vorne und einem hinten gesichert wird, so scheint auch hier nur durch doppelte Sicherung etwas zu erreichen sein. —

Waren also für Silberglanz die am Schlusse der ersten Mitteilung ausgesprochenen letzten Sätze bestätigt, so schien es wesentlich, auch die beiden ersten Sätze, die vom Einfluß der Temperatur handeln, daran zu prüfen. Zu diesem Zwecke mußten Ströme verwendet werden von einer Stärke, daß sie eine noch meßbare Temperaturänderung erzeugen konnten. Allerdings war mit Rücksicht auf die zu gewärtigenden heftigen Entladungserscheinungen in der anomalen Stromrichtung von vornherein auf die Ermittlung von Polaritäten zu verzichten. Es gelang festzustellen, daß auch die beiden ersten an Bleiglanz ermittelten Sätze Geltung haben. Mit Strömen von 0,1 Weber wurden diese Versuche ausgeführt. Um die an den Übergangsstellen entstehenden Temperaturen vergleichen zu können, mußte die Stromstärke mit Hilfe eines Schleifwiderstandes nach jeder Richtung gleich und möglichst konstant erhalten werden. Nach der Richtung i_{21} entstand keine Schwierigkeit, nach i_{12} dagegen gelang es auf längere Zeiten, das Voltmeter auf den bestimmten Teilstrich einspielen zu lassen, von dem als Basis die Stöße nach rechts und links erfolgten. Der Schmelz der Kristallgrundflächen hatte durch die hindurchgeleiteten Ströme an verschiedenen Stellen sichtlich gelitten; es zeigten sich kleine kariöse Veränderungen, geringe kraterartige Vertiefungen und dunkle Verfärbungen, meist am Rande.

Vielleicht war der Kristall dadurch entsprechend formiert worden, so daß noch ein Versuch gemacht werden konnte, ihn von dem einen seiner beiden Übergangswiderstände zu befreien. Der letzte Versuch in dieser Hinsicht mochte vielleicht daran gescheitert sein, daß der Kristall auch an der Grundfläche, die an die Messingscheibe zu liegen kam, blank gescheuert worden war. Nach der bereits angeführten Wahrnehmung erhält man an einer frisch polierten Fläche entweder keine oder eine äußerst labile Polarität. Es wurde daher jene Oberfläche, die für die Berührung mit der Messingscheibe bestimmt war, unverändert belassen und nur die an das amalgamierte Bleiblech zu passende poliert. Das konnte nun geschehen, nachdem es erwiesen war, daß der Übergangswiderstand an beiden Seiten als praktisch beseitigt anzusehen ist, wenn beide blanke Flächen mit Bleizuleitungen versehen worden waren.

Diese Hoffnung wurde nicht enttäuscht. Es entstand ein weit stabileres System, das manchen neuen Einblick in das Polaritätsproblem gewährte. Über die angestellten ausführlichen Versuche soll in einer nächsten Mitteilung im Zusammenhang mit Messungen in einem durch Bäder hergestellten Temperaturfelde berichtet werden.

Graz, 2. Physik. Institut der Techn. Hochschule, Weihnachten 1919.

(Eingegangen 2. Januar 1920.)

1) F. Streintz, a. a. O. S. 677.

Die Absorption in Spektrallinien im Lichte der Quantentheorie.

Von Chr. Füchtbauer.

Zur Bestimmung der für die Stärke der Absorption und für die Verbreiterung der Spektrallinien maßgebenden Größen wurde von Füchtbauer und Schell[1]) die Absorption der D-Linien des Natriums, von Füchtbauer und Hofmann[2]) diejenige der Cäsiumlinien 4555, 4593 und 3877, 3889 Å. untersucht, und zwar wurden die Absorptionskurven mit solcher Dispersion aufgenommen, daß neue Einzelheiten der Form der verbreiterten Linien hervortraten. Da damals keine befriedigende Theorie der Spektrallinien existierte, wurde, unter Anlehnung an die von Voigt gegebene Darstellung der Drudeschen Dispersionstheorie, die aus den Versuchen berechenbare, für die Stärke der Absorption maßgebende Größe als „Zahl der schwingungsfähigen Teilchen" bezeichnet. Herrn Debye verdanke ich den Rat, jene Messungen nunmehr im Sinn der Quantentheorie zu berechnen, wofür ich ihm auch an dieser Stelle herzlichst danken möchte. Im folgenden soll gezeigt werden, wie die Messungen, deren Ergebnisse natürlich von der neuen theoretischen Deutung nicht berührt werden, im Lichte der Quantentheorie aufzufassen sind, und welche neuen Konstanten der betreffenden Linien aus den Versuchen berechnet werden können.

Bei den Alkalihauptserien (Symbol $\frac{3}{2}s - mp$) bewegt sich das die Absorption veranlassende Elektron auf der natürlichen Bahn des unerregten Atoms, die durch den Term $\frac{3}{2}s$ gekennzeichnet ist. Unter der Einwirkung von solchem einfallenden Lichte, welches die Schwingungszahlen der Linie enthält, wird das Elektron nach der $m$ten Bahn geschleudert, wobei ein Energieelement $h\nu$ absorbiert wird, welches der Energiedifferenz beider Bahnen gleich ist. Wenn wir nun die absorbierte Energie durch $h\nu$ dividieren, erhalten wir die Zahl dieser Elementarprozesse. Wir berechnen also eine Zahl, welche angibt, wie oft sich bei den Atomen des betreffenden Volumens der beschriebene Elektronensprung ereignet.

Fällt im Schwingungszahlenbereich $d\nu$ die Strahlungsenergie $i\,d\nu$ pro Sekunde auf die Flächeneinheit des absorbierenden Dampfes, so wird pro Sekunde in einer Schicht von 1 cm² Querschnitt und der Dicke dx, also im Volumen dx, absorbiert die Energie

$$A_\nu d\nu = \frac{4\pi}{\lambda} n\varkappa\, i\, d\nu\, dx = \frac{4\pi\nu}{c} n\varkappa \cdot i\, d\nu \cdot dx. \quad (1)$$

(n Brechungsindex, $\varkappa$ Absorptionsindex, λ Wellenlänge im Vakuum.)

Da in dem sehr kleinen Bereich, in dem die Absorption der Linie merklich ist, ν als konstant zu betrachten ist, während $n\varkappa$ stark variiert, wird die gesamte innerhalb dieser verbreiterten Linie absorbierte Energie

$$A = \int A_\nu d\nu = \frac{4\pi\nu}{c}\, i\, dx \int_0^\infty n\varkappa\, d\nu, \quad (2)$$

demnach die Zahl der Quantensprünge pro Sekunde in der Schicht der Dicke dx, also in dx cm³

$$Z = \frac{A}{h\nu} = \frac{4\pi}{ch}\, i\, dx \int_0^\infty n\varkappa\, d\nu. \quad (3)$$

Andrerseits berechnet sich Z aus der gesuchten Größe P in folgender Weise: Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß einem vom Lichte getroffenen Atom in der Sekunde der Quantensprung widerfährt, ist proportional der pro Zeiteinheit auf den cm² auffallenden[1]) Strahlungsintensität i, also gleich Pi. Ist N die Zahl solcher Atome im cm³, so beträgt in unserer Schicht von der Dicke dx und dem Querschnitt 1 die Zahl der absorbierenden Atome $N dx$. Also ist die Zahl unserer Quantensprünge, die sich in 1 Sekunde bei Durchstrahlung mit Licht der Intensität i in der Schicht dx ereignen:

$$Z = Pi\,N\,dx. \quad (4)$$

(3) und (4) gibt

$$P = \frac{4\pi}{chN} \int_0^\infty n\varkappa\, d\nu. \quad (5)$$

Der so definierte „Wahrscheinlichkeitsfaktor" P oder die „Häufigkeit" ist die fundamentale Größe, deren Bestimmung Aufgabe der Spektroskopie der Intensitäten ist. Die Werte der Größen P für verschiedene Linien dürften auch der passende Ausdruck für Gesetzmäßigkeiten sein, zu deren Aufstellung z. B. die Ausdehnung der für das 2. und 3. Paar der Hauptserie des Cäsiums gemachten Messungen auf weitere Linien der Serie führen wird. Diese Gesetzmäßigkeiten für P werden dann bei den Intensitäten eine ähnliche Rolle spielen wie die Serienformeln bei den Schwingungszahlen.

Die Definition für die P gilt natürlich nicht nur für die gewöhnliche Bahn des unerregten Atoms als Ausgangsbahn, sondern auch für

1) Diese Zeitschr. **14**, 1164, 1913; Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 974, 1913.
2) Ann. d. Phys. **43**, 96, 1914.

1) Ebensogut hätten wir natürlich auch die Strahlungsdichte bei unsrer Definition von P verwenden können. Vgl. die Ableitung der Planckschen Formel bei A. Einstein, diese Zeitschr. **18**, 121, 1917.

Ausgangsbahnen, die erst bei Erregung sich vorfinden (und auch für Bandenspektren). An die Stelle der Atomzahl N tritt nur die Zahl der Atome mit der bestimmten geänderten Bahn.

Anmerkung. Durch die Einwirkung der Nachbarmoleküle hat die Spektrallinie eine gewisse Breite erhalten, doch ist dieselbe sehr klein im Vergleich zu den Schwingungszahlen. Deshalb wird man, da ja die Intensität nicht annähernd so genau gemessen werden kann wie die Schwingungszahl, den Wahrscheinlichkeitsfaktor einer durch allerlei Einwirkungen auf die Bohrschen Bahnen ein klein wenig abgeänderten Linie, die also Starkeffekt, Verbreiterung, Zeemaneffekt oder dergl. zeigt, gleich dem der unbeeinflußten Linie setzen können. Würde das einmal nicht mehr genügen, so hätte man z. B. in unserem Falle den Wahrscheinlichkeitsfaktor P_ν als Funktion der Schwingungszahl ν im Bereich der verbreiterten Linie zu betrachten.

Berechnung von P.

Die gemessenen Absorptionskurven geben $n\varkappa$ als Funktion von ν. Wir werden also $\int n\varkappa\, d\nu$ am besten durch graphische Integration unserer Absorptionskurven erhalten. Mit einer für unseren Zweck ausreichenden Genauigkeit können wir es aber auch nach der bei Voigt[1]) stehenden Formel für $n\varkappa$ berechnen, indem wir $n\varkappa$ durch seinen beobachteten Maximalwert und die beobachtete Halbwertsbreite ν' ausdrücken[2]). Führt man nämlich in die dortige Formel (29) statt der Abkürzung ϱ den Maximalwert von $n\varkappa$ ein durch $\varrho = 2(n\varkappa)_m n_0 \nu_0 \nu'$, so wird

$$n\varkappa = (n\varkappa)_m \frac{\nu'^2}{4\mu^2 + \nu'^2}.$$

Bei Voigt und in unserer früheren Arbeit ist ν die Frequenz, hier die Schwingungszahl. Bezeichnen wir jetzt die Frequenz mit ω, so ist

$$\omega = 2\pi\nu; \quad \mu = \omega - \omega_0 = 2\pi(\nu - \nu_0),$$

μ ist also die von der Frequenz ω_0 des Maximums aus gezählte Frequenz. Nunmehr wird

$$\int_0^\infty n\varkappa\, d\nu = \frac{(n\varkappa)_m}{2\pi} \int_{-2\pi\nu_0}^{\infty} \frac{\nu'^2}{4\mu_2 + \nu'^2}\, d\mu =$$

$$= \frac{(n\varkappa)_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\mu}{1 + \left(\frac{2\mu}{\nu'}\right)^2}.$$

Hierbei ist statt der sehr großen Zahl $-2\pi\nu_0$ als untere Grenze $-\infty$ genommen. Also mit $y = \frac{2\mu}{\nu'}$ wird

$$\int_0^\infty n\varkappa\, d\nu = \frac{(n\varkappa)_m \nu'}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{1 + y^2} = \frac{(n\varkappa)_m \nu'}{4}, \quad (6)$$

$$P = \frac{\pi (n\varkappa)_m \nu'}{chN}. \quad (7)$$

P ist also hier dem Produkt aus dem Maximalwert der die Absorption charakterisierenden Größe $n\varkappa$ und der Halbwertsbreite ν' proportional. Dieses Produkt bildet also einen vorläufig genügend genauen Ersatz des Integrals $\int n\varkappa\, d\nu$, welches nach unsrer Entwicklung eigentlich die Stärke der Absorption einer Linie ausdrückt und daher künftig der Berechnung der Serien für P zugrunde zu legen ist.

Zahlenwerte.

Im allgemeinen wird man für jede Serie nur einen Wert von P absolut zu berechnen brauchen, wozu man die Atomzahl, also hier den schwer zugänglichen Dampfdruck, nötig hat. Die Wahrscheinlichkeitsfaktoren der übrigen Linien wird man relativ zu jenem bestimmen können. Indem wir die Maximalintensität, welche bei meßbaren Dampfdrucken sonst viel zu hoch war, mittels sehr starker Verbreiterung, erzielt durch etwa 30 Atmosphären Druck, entsprechend verminderten, konnten wir die stärkere Linie des 1. ultravioletten Cäsiumpaares im Gebiet der auf meine Veranlassung von Kröner[1]) gemessenen Dampfdrucke untersuchen. Es war bei Platte 42, Nr. 8: $\lambda = 3876{,}7$ Å., $t = 233{,}25^0$; $(n\varkappa)_m = 3{,}74 \cdot 10^{-7}$; $\nu' = 84{,}36 \cdot 10^{11}$; ferner der Cäsiumdampfdruck $p' = 0{,}223$ mm, daraus die Atomzahl $N = 4{,}38 \cdot 10^{15}$, wobei die Loschmidtsche Zahl $2{,}77 \cdot 10^{19}$ gesetzt ist. Mit $h = 6{,}545\ 10^{-27}$ ergibt sich schließlich $P = 1{,}15 \cdot 10^7$.

Auf der Auswertung dieser Platte, bei der infolge der außerordentlichen Breite der Linie die genauesten Werte zu erwarten sind, zeigt die Kurve der $n\varkappa$ und ν in der Tat einen vollkommen regelmäßigen Verlauf. Herr Dr. Hofmann war so liebenswürdig, nach dieser Platte das $\int_0^\infty n\varkappa\, d\nu$ graphisch auszuwerten. Es ergab sich $\int_0^\infty n\varkappa\, d\nu = 5{,}64 \cdot 10^5$. Dagegen geben obige Werte $\frac{(n\varkappa)_m \nu'}{4} = 7{,}89 \cdot 10^5$, während dieser Ausdruck nach Drude gleich $\int_0^\infty n\varkappa\, d\nu$ sein würde, (ν' Halbwertsbreite im Frequenzmaß!) Wie wir schon l. c. feststellten, weicht eben von der

1) Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, § 72.
2) Wir schlagen hier meist den letzteren Weg ein, weil diese 2 Größen direkt unserer Veröffentlichung entnommen werden können. Unsere Kurven gestatten natürlich ebenso gut den ersten Weg.

1) A. Kröner, Ann. d. Phys. **40**, 438, 1913.

symmetrischen Drudeschen die experimentelle Kurvenform erheblich ab. Natürlich muß letztere, wo sie wie hier genau vorliegt, zur Berechnung der P dienen. Aus obigem Wert $5{,}64 \cdot 10^5$ folgt nach (5) der Wert $P = 8{,}25 \cdot 10^6$.

Für diese Linie ist also die Aufgabe gelöst mit einer Genauigkeit, die wohl der Genauigkeit der Dampfdruckmessung entsprechen dürfte. An die Linie 3876,7 wird man daher durch relative Messungen die andern anschließen können.

Es seien noch die P für einige andere Linien absolut berechnet, obwohl hier wegen der außerordentlich weiten Extrapolation der Dampfdrucke nur die Größenordnung sicher ist. Jede Verbesserung der Dampfdruckkurve gibt genauere P-Werte.

Platte 47, Nr. 14. Cäsium $\lambda = 4593$ Å.; $t = 148{,}9^0$; $(n\varkappa)_m = 3{,}90 \cdot 10^{-7}$, $\nu' = 3{,}92 \cdot 10^{11}$. Dampfdruck extrapoliert $p' = 0{,}0036$ mm. Daraus $N = 8{,}49 \cdot 10^{13}$; schließlich $P = 2{,}88 \cdot 10^7$. Da wir l. c. gefunden hatten, daß die stärkere Linie dieses Paares 3 mal so stark ist wie die schwächere, so würde sich für die Linie 4555, die mit der vorigen vergleichbar ist, ergeben $P = 3 \cdot 2{,}88 \cdot 10^7 = 8{,}64 \cdot 10^7$, also in der Tat größer als bei 3876,7, wie es sein muß.

Platte 71, Nr. 4. Natrium 5890 Å.; $t = 174{,}3^0$; $(n\varkappa)_m = 4{,}24 \cdot 10^{-7}$; $\nu' = 3{,}46 \cdot 10^{11}$; Dampfdruck extrapoliert $p' = 10^{-4}$ mm, daraus

$$N = 2{,}22 \cdot 10^{12};$$

schließlich $P = 1{,}06 \cdot 10^9$. Aus dem Vergleich mit der vorigen Linie, die das 2. Glied der Cäsiumserie ist, erkennt man, daß die P der ersten Glieder der Hauptserien hier von gleicher Größenordnung sind. Denn die 2. Cäsiumlinie ist ca. 12 mal so schwach wie die 1. Natriumlinie, wobei jedesmal die stärkeren Linien der Paare verglichen sind. Von dieser Größenordnung (eher etwas größer) ist aber auch der Unterschied des 1. und 2. Hauptseriengliedes des nämlichen Metalles, woraus obige Folgerung fließt.

Schließlich seien noch die von mir mit dem Stufengitter nur qualitativ beobachteten Absorptionsbandenlinien des Jods berechnet, da sich immerhin aus dem Zusammenfließen benachbarter Linien das ν' und aus der Sichtbarkeit der Linien das $(n\varkappa)_m$, letzteres gleich demjenigen gut sichtbarer Linien genommen, schätzen läßt. Der Dampfdruck ist hier natürlich sicher. Es ist annähernd

$\lambda = 5461$; $(n\varkappa)_m = 3{,}5 \cdot 10^{-7}$; $\nu' = 0{,}6 \cdot 10^{11}$; $p =$ ca. 1 mm; $N = 3 \cdot 10^{16}$. Also $P = 10^4$.

Wenn auch hier nur qualitative Beobachtungen der Berechnung zugrunde liegen, so ist die Größenordnung doch bestimmt. Wir erhalten also für diese Bandenlinien einen außerordentlich viel kleinern Wahrscheinlichkeitsfaktor als für die 1. Linien der Hauptserien.

Tübingen, den 29. Januar 1920.

(Eingegangen 3. Februar 1920.)

Messungen der durchdringenden Strahlung in Kolberg.

Von K. Kähler.

Im Auftrage der Zentralstelle für Balneologie und mit Unterstützung des Preußischen Meteorologischen Instituts wurden von mir vom 1. April 1914 bis April 1915 Strahlungs- und Helligkeitsmessungen am Ostseestrand in Kolberg ausgeführt. Da ein empfindliches Fadenelektrometer für die anderen Beobachtungen notwendig war, ließ sich auch eine Messung der durchdringenden Strahlung ermöglichen. Bei der geringen Veränderlichkeit dieser Strahlung war eine Unterbrechung auf mehrere Stunden, wenn das Elektrometer seinen anderen Zwecken dienen mußte, ohne Bedenken.

Der im Herbst 1913 von Günther Tegetmeyer gelieferte Wulfsche Strahler[1] (Nr. 3958) gehörte dem von Bergwitz und Kolhörster verbesserten Typ dieses Apparats an, wie er damals vor allem bei Ballonfahrten benutzt wurde. Der aufrecht stehende Meßzylinder, dessen Zinkwände, um nicht zu raschen Abfall zu erhalten, etwas verdickt waren, hatte einen wirksamen Meßraum von 2322 cm². Als Fäden dienten nicht wie sonst bestäubte Quarz-, sondern reine Platin(Wollaston-)fäden, die aber ebensowenig wie Quarz ganz frei von elastischen Nachwirkungen waren. Der Strahler besaß Temperaturkompensation und war außerdem nach dem Vorschlag von Dorno[2]) in einen mit Watte gefüllten Holzkasten eingebaut. Die Aufladung erfolgte mittelst einer magnetischen Ladevorrichtung von außen her, ebenso die Ablesung, so daß ein ruhiges und stetiges Arbeiten verbürgt war. Trotzdem traten bei den Vorversuchen in Potsdam bei stündlicher und auch noch bei zweistündlicher Ablesung Sprünge in den Werten auf, die zweifellos nicht reell waren: Die Ablesefehler überdeckten vollkommen den täglichen Gang. Es wurde deswegen auf die kürzeren Meßintervalle verzichtet und nur frühmorgens und abends abgelesen und aufgeladen.

1) C. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.
2) C. Dorno, diese Zeitschr. 14, 953, 1913.

Bei den Vorversuchen in Potsdam stand der Strahler zum Teil in einer englischen Hütte, etwa 2 m über dem Boden, auf der von Wald umgebenen Beobachtungswiese des Observatoriums, zum Teil in einem geräumigen Turmzimmer des Hauptgebäudes. Die Messungsreihe auf der Wiese, die sich ausschließlich auf Tagesablesungen stützt, ergab eine mittlere Trägererzeugung von 6,5 Trägern pro cm^3 und sec. Dabei ist der konstante, etwa 50mal so kleine Abfall bei abgeschlossenem Fadenraum, der gleichzeitig die Isolation nachprüft, schon abgezogen worden. Stand der Apparat statt in der englischen Hütte auf einem Steinpfeiler der Wiese 1 m über dem Boden, so erhöhte sich der Abfall auf 7,0 Träger cm^{-3} sec^{-1}. Die Messungsreihe im Turm lieferte den viel höheren Wert 9,2 Träger cm^{-3} sec^{-1}.

In Kolberg wurde Ende März 1914 der Wulfsche Strahler zunächst einige Tage in einem ziemlich engen Zimmer des Lotsenturms Kolbergermünde untergebracht. Als Mittel von 3 Tagen fand sich 9,8 Träger cm^{-3} sec^{-1}. Seit Anfang April wurde in einer englischen Hütte gemessen, die etwa 100 m östlich vom Lotsenturm auf einer erhöhten Stelle des Strandes stand. Es war beabsichtigt, hier ein Jahr hindurch zu beobachten. Nach Kriegsausbruch mußte jedoch, um das lästige, bisher von einem Gehilfen besorgte Hin- und Hertragen des Apparates zu vermeiden, im Beobachtungshäuschen weitergemessen werden, in dem die Strahlungs- und Helligkeitsmessungen vorgenommen wurden. Dieses aus Holz gebaute Häuschen befand sich etwa 20 m südlich vom Lotsenturm auf dem Fort Münde, das, im 18. Jahrhundert aus Ziegelsteinen errichtet, jetzt oben mit Erde bedeckt und mit Gras bewachsen ist. Der Strahler stand hier, etwa $1^1/_2$ m über dem Erdboden auf einer Seitenbank im Innern des Häuschens. Bereits Ende April 1914 war in einer Versuchsreihe der Wert der durchdringenden Strahlung an diesem Platze festgelegt worden. Für gute Erdung war ebenso wie auf dem Strandwall Sorge getragen. Mitte April 1915 mußten die Messungen wegen meiner militärischen Einberufung abgebrochen werden.

Mittelwerte. Das Beobachtungsmaterial zerfällt in zwei Teile, die Tages- und die Nachtwerte. Dabei überwiegen die Nachtwerte, weil tagsüber das Wulfelektrometer bisweilen zur Messung des ultravioletten Sonnenlichts verwandt werden mußte. In den Gesamtmitteln ist deswegen den Nachtwerten häufig größeres Gewicht beigelegt worden. Die kurze Anschlußreihe auf dem Fort vom April 1914 ergibt annähernd denselben Mittelwert wie die Messungen vom April 1915. Der Gesamtmittelwert der Fort-Beobachtungsreihe (August 1914 bis April 1915), 7,48 Träger cm^{-3} sec^{-1}, ist wahrscheinlich wegen der nahen Steinmassen des Forts etwas höher als der der Strandwallreihe, 7,05 Träger cm^{-3} sec^{-1}. Dabei ist der Wert für den Kolberger Strand noch etwas größer als der über dem Sandboden des Potsdamer Observatoriums gefundene.

Täglicher Gang. In der Tabelle sind die Monatsmittelwerte zusammengestellt, getrennt nach Tages- und Nachtwerten. Die Tages- und Nachtwerte unterscheiden sich in den Einzelwerten oft gar nicht, vor allem bei den Messungen auf dem Strandwall. Auf dem Fort sind während des größten Teils des Jahres die Tageswerte etwas höher und nur von Januar bis März etwas kleiner als die Nachtwerte. Dieser Befund deutet doch auf einen kleinen täglichen Gang der durchdringenden Strahlung hin, der in der wärmeren Jahreszeit seinen Höchstwert tags und den Tiefstwert nachts aufweist. Im Winter scheint die tägliche Schwankung aber umgekehrt zu sein. Es ist das zweifellos ein Einfluß der Sonnenstrahlung, bzw. der durch sie hervorgerufenen Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse des Erdbodens und der Atmosphäre. Die Registrierungen von Bergwitz[1]) in Braunschweig ergaben für den täglichen Gang in den Monaten Januar bis April ein flaches Minimum um Mittag, höhere Werte morgens und abends.

Monatsmittelwerte der durchdringenden Strahlung, Träger cm^{-3} sec^{-1}.

a) auf dem Strandwall.

Monat		Zahl der Tage*)	Tagwert	Nachtwert	Mittel
1914,	April	18	7,13	7,10	7,11
	Mai	26	7,06	7,02	7,04
	Juni	26	7,03	7,03	7,03
	Juli	25	7,12	7,08	7,10
	August	19	6,93	6,98	6,96
	Mittel	114	7,05	7,04	7,05

b) auf dem Fort Münde.

1914,	April	8	7,55	7,49	7,52
	August	10	7,67	7,52	7,55
	September	27	7,58	7,54	7,56
	Oktober	23	7,64	7,51	7,56
	November	29	7,53	7,49	7,51
	Dezember	25	7,62	7,48	7,54
1915,	Januar	31	7,40	7,45	7,43
	Februar	23	7,37	7,39*	7,38*
	März	25	7,30*	7,38	7,35
	April	8	7,42	7,40	7,41
	Mittel	209	7,51	7,46	7,48

*) bei den Nachtwerten.

1) K. Bergwitz, Elster- u. Geitel-Festschrift, S. 585, 1915.

Jährlicher Gang: Es ergibt sich auf dem Fort ein deutliches Maximum im August—September und ein Minimum im Februar—März. Auf dem Strandwall ist wieder diese offenbar ebenfalls dem Sonneneinfluß zuzuschreibende jährliche Schwankung nicht ausgeprägt. Auch bei den Fort-Messungen weichen ja April und August im Mittel wenig ab. Die Amplitude des jährlichen Ganges ist bei den Tageswerten der Monatsmittel etwa doppelt so groß als bei den Nachtwerten, 0,37 Träger cm^{-3} sec^{-1} und 0,16. Dasselbe fanden Hess und Kofler[1]) auf dem 2044 m hohen Obir: 0,53 und 0,37 Träger cm^{-3} sec^{-1} bei einem Gesamtmittelwert von 10,6. Auch der jährliche Gang auf dem Obir ist fast derselbe wie an der Küste zu Kolberg. Tageswerte Obir: max. Juli 10,84, min. März 10,40, Kolberg: max. August 7,67, min. März 7,30. Schon Mache[2]) fand bei seinen Beobachtungen in Wien höhere Werte im Sommer als im Winter. Bei der kurzen Registrierreihe von Bergwitz ergab sich eine Zunahme vom Januar zum April. Aus mehr als einjährigen Messungen, die sich nur auf die Tageswerte erstreckten, erhielt Gockel[3]) in Freiburg (Schweiz) den höchsten Wert: 12,2 im Juni, den tiefsten, 10,6 im Februar. Gockel erklärt den jährlichen Gang dadurch, daß der Anteil der Strahlung, der aus dem Erdboden stammt, infolge der Erwärmung und der geringeren Bodennässe im Sommer größer wird. In Kolberg ist auf dem Fort die Amplitude der jährlichen Schwankung fast 3mal so klein als in Freiburg. Am Strande selbst ist sie wahrscheinlich noch geringer. Sicherlich ist das auf den Einfluß des Meeres zurückzuführen, das nicht wie das Land durch Bodenatmung eine ständige Erneuerung des Emanationsgehalts in den untersten Luftschichten bewirken kann. Im Hochgebirge liegen die Bedingungen wegen des undurchlässigen Gesteinbodens und der langen Schneedecke ähnlich, so daß sich hierin wie in vielem anderen Küste und Gebirge gleichen.

Sonnenstrahlung und Bewölkung. Geht aus dem mittleren täglichen und jährlichen Gang der erhöhende Einfluß der Temperatur ganz deutlich hervor, so ist im einzelnen die Wirkung der Sonne oft gerade umgekehrt. So findet sich z. B. in der Zeit von April bis Juli 1914 auf dem Strandwall in allen 4 Monaten deutlich an insgesamt 19 ganz klaren Tagen ein um etwa 1 Proz. kleinerer Wert der durchdringenden Strahlung als im Monatsmittel, 7,00 statt 7,09. Auch auf dem Obir waren die Werte bei geringer Bewölkung kleiner als an trüben Tagen. Hess erklärt dies dadurch, daß bei bedecktem Himmel sich die Emanation in den untersten Luftschichten eher anreichert als bei wolkenlosem. Dazu mag noch kommen, daß andere Faktoren, z. B. steigender Luftdruck, die Bodenerwärmung der Sonne überdecken.

Niederschläge. Tage mit Niederschlägen ergeben bekanntlich eine Erhöhung der durchdringenden Strahlung. Auch in Kolberg trat das hervor. So erhält man für die 13 Regentage im April und Mai 1914 den Wert 7,17 gegenüber dem Monatsmittel 7,07; ebenso für 13 Regentage im Herbst 7,66 gegen 7,58. Die 14 Tage des Winters 1914/15, an denen Schnee fiel, zeigten dagegen keine Abweichung vom Mittelwert.

Luftdruck. Trennt man das Beobachtungsmaterial nach den absoluten Werten des Luftdrucks, so ergibt das kaum Unterschiede. Ebenso findet man in den Mittelwerten keinen Einfluß der Luftdruckänderungen auf die Strahlungswerte, oder sogar wie in der Zeit von April bis August 1914 eher noch größere Werte bei höherem Luftdruck. Ein Einfluß tritt erst hervor, wenn man sich auf die starken Luftdruckänderungen beschränkt. Es ist also ähnlich, wie bei der Registrierung des Emanationsgehalts der Bodenluft in Potsdam[1]), wo in den Mittelwerten beide Elemente, Emanationsgehalt und Luftdruckänderung parallel gehen, während sie in den Einzelschwankungen, vor allem den starken, entgegengesetzt sind. Legt man eine Luftdruckänderung von mindestens 4 Stunden lang 0,5 mm pro Stunde zugrunde, so trat in Kolberg nach der Registrierung eines Anäroidbarographen von September bis März 27mal stark fallendes und 30mal stark steigendes Barometer ein. Als Mittelwert der durchdringenden Strahlung bei stark fallendem Luftdruck ergibt sich 7,57, bei stark steigendem 7,42 Träger cm^{-3} sec^{-1}, also eine deutliche Erhöhung bei fallendem Barometer und umgekehrt. Auch in den meisten Einzelfällen (42 von 57) sind beide Elemente entgegengesetzt, bei fallendem Luftdruck ergibt das den Mittelwert 7,64, bei steigendem 7,40. Alle 15 Ausnahmefälle traten vom Januar bis März ein; dabei lag 11mal eine geschlossene Schneedecke über dem Land, in 3 weiteren Fällen teilweise noch Schnee in der weiteren Umgebung, so daß sich die Ausnahmen fast restlos dadurch

1) V. Hess und A. Kofler, Wiener Berichte **126**, 1394, 1917 und Meteor. Zeitschr. **35**, 157, 1918.
2) H. Mache, Wien. Ber. **119**, 61, 1910.
3) A. Gockel, diese Zeitschr. **16**, 351, 1915.

1) K. Kähler, diese Zeitschr. **15**, 27, 1914.

erklären, daß die Bodenluft am Austreten verhindert war.

Schon Mache fand bei seinen Beobachtungen in Wien denselben Einfluß der Luftdruckschwankungen, Gockel erhielt ihn in Freiburg nur in den Mittelwerten einiger Monate, nicht im einzelnen. Auf dem Obir ergab sich kein Einfluß. Das wird nicht wundernehmen, weil den größten Teil des Jahres Schnee liegt. Dagegen fanden Simpson und Wright[1]) sogar noch auf dem Ozean höhere Werte der durchdringenden Strahlung bei fallendem Barometer.

Wind. Die Windrichtung und Stärke wurde in Kolberg 3mal täglich im Zusammenhang mit Kernzahlmessungen notiert. Ein Vergleich mit den Tageswerten der durchdringenden Strahlung ergibt kaum einen Einfluß. Man könnte vor allen Dingen an eine Einwirkung der wechselnden Land- und Seewinde denken. Eine Trennung des Materials nach diesem Gesichtspunkt ergab aber weder im Mai, wo dieser Wechsel am ausgeprägtesten war, noch im Juli und September Unterschiede. Man muß annehmen, daß die anderen Einflüsse die des Windes überdecken.

Zusammenfassung. Durch die Messungen der durchdringenden Strahlung an der pommerschen Küste ist gezeigt worden, daß die Strahlung dort sowohl einen schwachen täglichen Gang — während des größten Teils des Jahres etwas höhere Werte in den Tagesstunden — als auch einen deutlichen jährlichen Gang — Maximum im Spätsommer, Minimum im Spätwinter — aufweist. Jedoch ist die Amplitude der jährlichen Schwankung etwa 3mal so klein als in Freiburg (Schweiz) und genau so gering wie auf dem Obir. Von den meteorologischen Einflüssen tritt außer der Erhöhung der Werte bei Regen deutlich die Einwirkung der großen Luftdruckschwankungen hervor.

1) G. C. Simpson und Wright, Proc. Roy. Soc. 85. 175, 1911.

Potsdam, Januar 1920.

(Eingegangen 29. Januar 1920.)

Versuche zur Berührungselektrizität.

Von Alfred Coehn und Albert Lotz.

1. Um zu zeigen, daß zur Erzeugung beträchtlicher Aufladung zweier Nichtleiter keine Reibung erforderlich ist, sondern schon einmalige Berührung und Trennung ausreicht, benutzt man ein Paar von Nichtleitern, deren Dielektrizitätskonstanten weit auseinander liegen[1]). Damit die Berührung möglichst vollständig über beide genäherte Flächen hin stattfindet, verwendet man einen festen Nichtleiter, der in einen flüssigen eingetaucht wird. Um nun nach der Berührung die Trennung möglichst vollständig zu machen, werden die Stoffe so gewählt, daß der feste Stoff nach dem Herausheben aus der Flüssigkeit keine Benetzung zeigt. Allen drei Bedingungen genügen Paraffin und Wasser. Die bei ihrer Berührung auftretenden Ladungserscheinungen sind ausführlich studiert worden[2]). Hervorgehoben sei daraus, daß die Aufladung des Paraffins bei wiederholtem Eintauchen ansteigt bis zur Erreichung eines Maximums, das bei fortgesetztem Eintauchen nicht mehr verändert wird.

Zur Demonstration dient eine Metallkugel von ca. 3 cm Durchmesser, die an einem Metallstab gehalten wird. Man versieht die Kugel mit einem Paraffinüberzug durch kurzes Eintauchen in geschmolzenes — nicht überhitztes — Paraffin und befestigt sie (Fig. 1) an einem

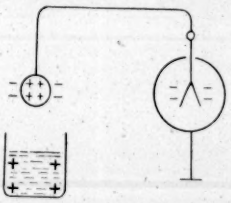


Fig. 1.

Elektroskop. Nach einmaligem Einsenken in destilliertes Wasser zeigt sie sich stark geladen. Man stellt fest, daß die Blättchen mit negativer Ladung divergieren. Die Ladungen verteilen sich wie in der Fig. 1 angegeben.

Man kann die Ladung, wie erwähnt, verstärken, indem man das Elektroskop durch kurze Berührung ableitet und die Kugel in dieser Weise mehrmals eintaucht. Hebt man nach solcher wiederholten Aufladung des Paraffins die Divergenz der Blättchen durch kurze Berührung wieder auf, so bleibt die positive Ladung der Metallkugel bestehen, da sie von der negativen des Paraffins gehalten wird. Entfernt man aber diese negative Ladung der Paraffinoberfläche durch Nähern einer kleinen Flamme, so verteilt sich die positive Ladung der Kugel über den metallischen

1) A. Coehn, Ann. d. Phys. **64**, 217, 1898; A. Coehn u. U. Raydt, ebenda **30**, 777, 1909.
2) A. Coehn u. J. Franken, Ann. d. Phys. **48**, 1005, 1915.

Leiter und das Elektroskop divergiert wieder. Diesmal aber mit positivem Ausschlag.

(Durch die Anwesenheit von Elektrolyten wird — wie in der zitierten Arbeit ausführlich dargelegt ist — der Sinn der Ladung zwischen Paraffin und Wasser umgekehrt. Es gilt dann nicht mehr das Ladungsgesetz für Dielektrika, wonach Stoffe von höherer Dielektrizitätskonstante sich positiv laden bei der Berührung mit Stoffen von kleinerer. Man kann also die beschriebenen Erscheinungen mit umgekehrtem Vorzeichen erhalten, wenn man dem Wasser etwas verdünnte Schwefelsäure zusetzt.)

2. Die gegenseitige Aufladung von Wasser und Paraffin läßt sich in einem einfachen Projektionsversuch zeigen. Eine Metallrinne mit angelötetem Metallstab wird mit Paraffin überzogen und an einem Elektroskop befestigt. Man läßt destilliertes Wasser tropfenweise auf die Rinne fallen und in ein Metallschälchen gelangen, das mit einem zweiten Elektroskop verbunden ist (Fig. 2). Beide Elektroskope zeigen

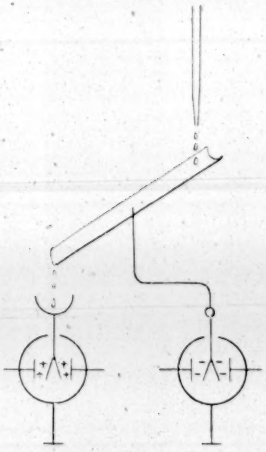


Fig. 2.

Ausschläge, die mit jedem Tropfen zunehmen, bis die Blättchen seitlich anschlagen und sich dadurch entladen, worauf das Anwachsen der Ladung wieder einsetzt. Beim Nähern eines geriebenen Hartgummistabes erweist sich das erste Elektroskop als negativ, das zweite als positiv geladen.

Zeigt sich die Paraffinfläche mit der Zeit unwirksam, indem sie das Maximum der Aufladung erreicht hat, so entlädt man sie mit einem kontinuierlichen Wasserstrahl oder durch Überfahren mit einer Flamme.

3. Der Unterschied wahrer und freier Elektrizität auf einem Dielektrikum läßt sich zeigen, indem man eine dünne Paraffinplatte auf einer Seite durch in Tropfen darüber fallendes Wasser lädt. Annähern an ein geladenes Elektroskop zeigt, daß die getroffene Seite negativ ist. Aber auch die nicht vom Wasser getroffene Seite erweist sich als negativ. Jene trägt eine nach der Berührung mit dem Wasser hinterbleibende wahre Ladung, diese eine durch dielektrische Polarisation erzeugte freie Ladung. Wird die wahre Elektrizität der vom Wasser getroffenen Seite durch Ableuchten entladen, so ist damit auch die freie Ladung der anderen Seite verschwunden. Wird aber in einem zweiten Versuch die freie Elektrizität der vom Wasser nicht getroffenen Seite entladen, so bleibt die wahre Elektrizität der anderen Seite erhalten.

4. Die Paraffinplatte erlaubt, mit einem reinen Dielektrikum eine Art Analogon zu dem bekannten Versuch mit der Franklinschen Tafel zu geben. Entlädt man zuerst die vom Wasser nicht getroffene Seite mit der Flamme, und darauf auch die getroffene, so zeigt sich die erstere positiv. Leuchtet man jetzt diese ab, so wird die andere negativ und so fort bis die anfangs durch Berührung mit dem Wasser aufgebrachte negative Ladung verbraucht ist.

5. Es ist eine bekannte Erscheinung, daß eine ein verdünntes Gas enthaltende Glaskugel beim Reiben leuchtet. Die Erscheinung wird weithin erkennbar, wenn man ein evakuiertes Glasgefäß, etwa eine durchgebrannte Glühlampe, die mit Hilfe ihrer Fassung auf der Achse eines kleinen Elektromotors angebracht ist, rotieren läßt und sie dabei an einem Stück Gummi vorübergleiten läßt. Das Innere leuchtet dabei hell auf, wobei der als Träger der Fäden dienende Glasstab der Metallfadenlampe stark fluoresziert. Farbe und Intensität des Leuchtens hängen von Natur und Druck des Gasrestes ab. Eine Azolampe leuchtet tiefblau, eine Neonlampe (Glimmlampe Pintsch) intensiv rot. Das stärkere Leuchten dieser Lampe ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß die Elektronen an den Molekülen des Edelgases, da es keine Elektronenaffinität besitzt, bei nichtionisierenden Zusammenstößen ohne Energieverlust reflektiert werden und damit fähig bleiben, auf weiteren freien Wegen die zur Ionisierung von Gasmolekülen erforderliche Geschwindigkeit zu erwerben[1]).

6. Die Verfolgung der Erscheinung des

1) J. Franck u. G. Hertz, diese Zeitschr. 17, 409, 1916.

Leuchtens mäßig evakuierter Glas- oder Quarzröhren beim Reiben der Außenwand führte zu der Frage, ob sich eine erhebliche Zunahme der Leitfähigkeit im Inneren nachweisen ließe. Die geeignetste Anordnung dafür bietet eine gewöhnliche Quarzquecksilberlampe von Heraeus. Legt man an die Pole die zum Brennen erforderliche Spannung und reibt man etwa mit einem weichen Gummilappen das Quarzrohr, so zündet die Lampe.

Geschieht das Zünden nicht sofort, so erreicht man es nach ganz kurzem durch Kippen eingeleitetem Brennen. Die Zündung erfolgt dann schon durch einmaliges leichtes Überfahren mit dem Gummi zur kathodischen Quecksilberfläche hin, und zwar besonders leicht, wenn man das Quecksilber über die Kathodenverengerung in das Leuchtrohr durch Schrägstellen hineinreichen läßt.

Noch überraschender ist es, daß man die Lampe auch zünden kann durch bloßes Heranführen eines geriebenen Glas- oder besser noch Quarzstabes — also einer positiven Ladung — gegen die Endfläche des kathodischen Quecksilbers. Dagegen findet kein Zünden statt beim Nähern eines geriebenen Hartgummistabes, also einer negativen Ladung.

Auch aus weiterer Entfernung läßt sich die Zündung bewirken, wenn man die Ladung einer Influenzmaschine entnimmt. Heranführen eines positiv geladenen Drahtes bewirkt bei einer kleinen Influenzmaschine Zündung aus mehreren Dezimetern Entfernung. Heranführen der negativen Ladung tut es nicht. Dagegen bewirkt rasches Fortführen des negativ geladenen Drahtes dasselbe wie Heranführen des positiven.

Die Deutung des Vorganges liegt offenbar darin, daß das durch die herangeführte Ladung erzeugte Feld die gleiche Richtung haben muß wie dasjenige, welches den Lichtbogen unterhalten soll. Für dieses Feld ist die Quecksilberkathode eine Stelle einmündender Kraftlinien. Ebenso aber auch für das Feld, das durch Nähern des positiv geladenen Stabes an die kathodische Quecksilberfläche entsteht.

In dem Lampenraum sind von vornherein Elektronen, wenn auch in geringer Zahl vorhanden. Sie bewegen sich in dem an der Lampe liegenden Felde von der Kathode zur Anode. Zündung erfolgt, wenn sie dabei ausreichende Beschleunigung bekommen, um Gasmoleküle zu ionisieren. Diese Beschleunigung der Elektronen in der Richtung von der Kathode fort erfolgt aber durch die genäherte positive Ladung. Dagegen reicht bei der geringen Geschwindigkeit der positiven Gasreste eine der Anode genäherte negative Ladung nicht aus, um den dort abgestoßenen positiven Trägern auf dem Wege zur Kathode eine zur Ionisierung von Molekülen ausreichende Geschwindigkeit zu erteilen.

Wird eine Stelle des Quarzrohres durch Berühren mit dem geladenen Quarzstab positiv aufgeladen, so werden Elektronen bzw. negative Träger dorthin angezogen und damit für die Zündung unwirksam. Das Nähern des positiv geladenen Stabes hat dann zumeist keinen Erfolg.

Wird aber das Quarzrohr durch Berühren mit dem geriebenen Ebonitstab negativ geladen, so können dort Elektronen nicht an die Wand gelangen und die Zündung durch den genäherten positiven Quarzstab geht besonders leicht vor sich.

Wieder wirkt hier Fortführung negativer Ladung wie Heranführen positiver: Bei mit dem Ebonitstab negativ aufgeladenem Quarzrohr erfolgt häufig schon Zündung, wenn man die Grenzstelle des Kathodenquecksilbers ganz kurz mit dem Finger berührt.

Eine ausführliche Diskussion der Vorgänge bei der Zündung der Quecksilberlampe wird die Dissertation von A. Lotz enthalten.

Göttingen, Photochemische Abteilung des Physikalisch-chemischen Instituts, März 1920.

(Eingegangen 10. April 1920.)

Statistik mit Wahrscheinlichkeitsnachwirkung.

(Bemerkung zu Arbeiten von Herrn Fürth.)

Von Eberhard Buchwald.

Zählt man in gleichen Zeitabständen τ die Teilchen im abgegrenzten Volumen ΔV eines Kolloids, so ist nach v. Smoluchowski[1]) der quadratische Mittelwert der Differenzen aufeinanderfolgender Beobachtungen

$$\overline{\Delta^2} = 2\nu P, \qquad (1)$$

wo ν den Mittelwert der Teilchenzahl und P die Wahrscheinlichkeit für ein ursprünglich irgendwo in ΔV befindliches Teilchen bedeutet, nach Ablauf von τ nicht mehr darin zu sein. P, eine Funktion von τ, der Gestalt und Größe von ΔV und dem Diffusionskoeffizienten D, ist ein echter Bruch und wird 1 (Gewißheit des Austritts) in dem Grenzfalle, daß τ genügend groß ist, um die einzelnen Beobachtungen voneinander unabhängig zu machen. Allgemein kann es als Maß für die Wahrscheinlichkeits-

1) M. v. Smoluchowski, Wien. Ber. **123**, IIa, 2381, 1915; **124**, IIa, 339, 1915; diese Zeitschr. **17**, 557 u. 585, 1916.

nachwirkung oder Wahrscheinlichkeitskoppelung aufeinanderfolgender Ablesungen gelten.

Die Formel (1) ist — neben andern der Smoluchowskischen Theorie — von Herrn Fürth[1]) an einer statistischen Reihe von 505 Beobachtungen,

0001112122 ...,

bestätigt worden, gewonnen durch regelmäßig wiederholte Zählung der Fußgänger, die sich auf dem Fußsteige vor einer Hausfront A befinden. Die Reihe ist deswegen von Interesse, weil τ und A so gewählt sind ($\tau = 5$ Sekunden, $A = 24$ m), daß eine starke Wahrscheinlichkeitsnachwirkung besteht, daß also ein Fußgänger, der sich bei einer Zählung in A aufhält, mit erheblicher Wahrscheinlichkeit auch bei der nächsten noch darin verweilt. Die Reihe ergibt $\overline{J^2} = 1{,}006$, $\nu = 4{,}592$ und damit nach (1) $P = 0{,}316$, einen Wert, der sich nicht nur den übrigen Formeln der Theorie gut einfügt, sondern auch unmittelbar verifiziert werden kann. Schreibt man nämlich allen Fußgängern die gleiche Geschwindigkeit v zu, so werden diejenigen innerhalb des nächsten τ die Hausfront verlassen, die sich auf dem (in der Bewegungsrichtung letzten) Stück $v\tau$ befinden, und P ist demnach gleich dem Verhältnis dieses „günstigen" Stücks zur Gesamtstrecke A:

$$P = \frac{v\tau}{A}. \qquad (2)$$

Mit $v = 1{,}39$ m/sec (5 km in der Stunde) wird $P = 0{,}290$.

Schließlich hat Fürth gezeigt, daß beim Durcheinanderschütteln der Reihenziffern die Nachwirkung verschwindet und P annähernd 1 wird. Man kann die Reihe aber noch weiter verwerten, nämlich den allmählichen Übergang von der starken Nachwirkung 0,316 zur fehlenden Nachwirkung 1 beobachten, wenn man die um 2τ, 3τ, 4τ ... auseinanderstehenden Werte zu Reihen zusammenfaßt. Gleichung (2) läßt vermuten, daß bei 3τ noch eine geringe Nachwirkung stattfinden und von 4τ ab jede Nachwirkung verschwinden wird. Man berechnet jedoch aus der Reihe

für 2τ:	$\overline{J^2} = 2{,}036$	und	$P = 0{,}639$
„ 3τ	$= 2{,}496$	„	$= 0{,}784$
„ 4τ	$= 2{,}571$	„	$= 0{,}807$
„ 5τ	$= 2{,}590$	„	$= 0{,}814$
„ 6τ	$= 2{,}555$	„	$= 0{,}803$
„ 7τ	$= 2{,}683$	„	$= 0{,}843$

Diesen viel langsameren Anstieg wird man darauf zurückführen, daß v nicht einheitlich ist; sind merklich geringere Geschwindigkeiten vertreten, so muß auch bei größeren Beobachtungsabständen noch eine Wahrscheinlichkeitskoppelung zu spüren sein. In Ermangelung näherer Anhaltspunkte versuchen wir den Ansatz der Maxwellschen Verteilung und schreiben unter der Annahme, daß nur eine Bewegungsrichtung auftritt, als Wahrscheinlichkeit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$

$$dW_v = \frac{2}{\alpha\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv \qquad (3)$$

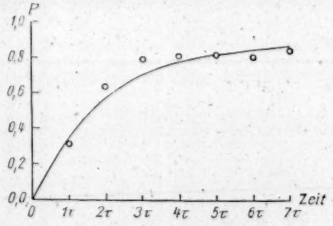
(α = constans). Nun hat die Austrittswahrscheinlichkeit P_v für einen Fußgänger mit der Geschwindigkeit v den Wert $\frac{v\tau}{A}$, solange $v\tau < A$, und den Wert 1, sobald $v\tau > A$. Diese beiden Gebiete hat man zu trennen, wenn man durch Multiplizieren eines jeden P_v mit seiner Wahrscheinlichkeit (3) und folgende Integration das gesuchte P bildet. Es wird

$$P = \frac{2\tau}{\alpha\sqrt{\pi}A}\int_0^{\frac{A}{\tau}} v e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv + \frac{2}{\alpha\sqrt{\pi}}\int_{\frac{A}{\tau}}^{\infty} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv$$

$$P = \frac{\tau\alpha}{\sqrt{\pi}A}\left\{1 - e^{-\left(\frac{A}{\tau\alpha}\right)^2}\right\} + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{\frac{A}{\tau\alpha}}^{\infty} e^{-t^2} dt. \qquad (4)$$

Für α kann die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ eingeführt werden, die sich nach (3) zu $\bar{v} = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}}$ ergibt.

Berechnet man nach Gleichung (4) die P-Werte für verschiedene τ unter Zugrundelegung des Wertes $\bar{v} = 1{,}6$ m/sec ($5^3/_4$ km in der Stunde), so ergibt sich die in der Figur ausgezogene Kurve. Gleichzeitig sind die empirisch gefundenen Werte eingetragen. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen befriedigend. Die



[1]) R. Fürth, diese Zeitschr. **19**, 421, 1918; **20**, 21, 1919.

zufälligen Abweichungen lassen sich durch die begrenzte Länge der Reihe, die systematischen durch das willkürlich angenommene Verteilungsgesetz erklären.

Gleichung (4) hat genau dieselbe Form wie der Ausdruck für P, den v. Smoluchowski[1]) für den Fall berechnet hat, daß es sich um den Austritt eines Kolloidteilchens aus einer dünnen, planparallelen Schicht innerhalb eines größeren Flüssigkeitsvolumens oder aus einem Streifen eines zwischen Deckgläsern eingeschlossenen Präparats handelt. An Stelle unseres

$$\frac{A}{\tau\alpha} = \frac{A}{\tau\sqrt{\pi}v}$$

steht bei v. Smoluchowski

$$\beta = \frac{h}{2\sqrt{D\tau}},$$

wo h die Schichtdicke und D den Diffusionskoeffizienten bezeichnet. Auch diese beiden Ausdrücke lassen sich noch in Übereinstimmung setzen. Bekanntlich ist

$$D = \frac{1}{2}\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau}$$

($\overline{\Delta^2}$ mittleres Verschiebungsquadrat in einer Richtung während τ)

$$= \frac{\overline{\Delta}^2}{\tau}\frac{\pi}{4}$$

($\overline{\Delta}$ mittlere absolute Verschiebung in einer Richtung während τ), also

$$\beta = \frac{h}{\sqrt{\pi}\,\overline{\Delta}},$$

was mit unserm $\frac{A}{\sqrt{\pi}\tau v}$ übereinstimmt, wenn man h mit A identifiziert und $\overline{\Delta}$ durch das Produkt von τ in die mittlere Geschwindigkeit v ersetzt. Infolgedessen die Übereinstimmung unsrer Figur mit der Fig. 2, S. 19, in Westgrens Arbeit „Die Veränderungsgeschwindigkeit der lokalen Teilchenkonzentration in kolloiden Systemen"[1]). Die Beziehungen des Fürthschen Beispiels zur Kolloidstatistik sind darnach enger, als es nach den Fürthschen Arbeiten selbst den Anschein hat.

1) M. v. Smoluchowski, diese Zeitschr. a. a. O. S. 563, Gleichung (16).

1) A. Westgren, Arch. f. Mat., Astr. och Fys., Svensk. Vet. Ak. II, Nr. 14, 1916.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Januar 1920.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Der „supraleitende Zustand" von Metallen.

Von C. A. Crommelin.

(Schluß.)

Wir haben uns bisher auf eine Betrachtung des experimentellen Tatsachenmaterials beschränkt. Ich möchte nun eine kurze Übersicht über die theoretischen Arbeiten geben, die in Anlehnung an die Ergebnisse von Kamerlingh Onnes, von Nernst[28]), Lindemann[29]), Wien[27]), J. J. Thomson[26]), Keesom[30]) und Kamerlingh Onnes[11]) selbst entwickelt sind. Ich muß dazu kurz auf die ältere Elektronentheorie der Metalle zurückgehen, wie sie namentlich von Riecke[35]), Drude[36]), Thomson[39]) und Lorentz[37])[37a]) entwickelt ist. Diese Theorie betrifft allerlei Erscheinungen in Metallen, bei denen die Elektronen eine Rolle spielen, z. B. die Elektrizitätsleitung, den Thomsoneffekt, den Peltiereffekt, die thermoelektrischen Erscheinungen. Wir möchten uns jedoch auf die Wiedergabe einiger Resultate der Elektrizitätsleitung beschränken, hauptsächlich in Anlehnung an Betrachtungen von Drude. Nach seiner Theorie besteht ein Metall aus Atomen, die um eine Gleichgewichtslage schwingen können, und frei dazwischen laufenden und mit den Atomen zusammenstoßenden Elektronen. Diese verhalten sich mutatis mutandis ganz wie ein Gas, nehmen teil an der Wärmebewegung und zeigen eine mittlere kinetische Energie, die ebenso groß ist, wie die eines Atoms oder Moleküls bei derselben Temperatur. Die Geschwindigkeiten der Elektronen sollen also sehr groß sein, doch werden die Elektrone durch die fortdauernden Stöße an die Metallatome nicht imstande sein, große Wege geradewegs zurückzulegen; daher spricht man auch, wie in der kinetischen Gastheorie, von einer mittleren freien Weglänge der Elektronen. Unterliegen die Elektronen keinem elektrischen Feld, so sollen sie vollkommen unregelmäßig zwischen den Metallatomen hin und her fliegen und so keine Elektrizität in einer Richtung transportieren. Wirkt jedoch ein elektrisches Feld auf die Elektronen ein, so sollen sie sich vor allem in einer bestimmten Richtung, nämlich längs den elektrischen Kraftlinien

bewegen und so den elektrischen Strom zustande bringen.

Ausgehend von diesen verhältnismäßig einfachen Vorstellungen konnte Drude für das elektrische Leitungsvermögen den folgenden Ausdruck ableiten:

$$\sigma = e^2 \frac{Nl}{2mu}, \qquad (1)$$

worin u die mittlere Geschwindigkeit eines Elektrons zufolge seiner Wärmebewegung, l die mittlere freie Weglänge, N die Zahl der freien Elektronen pro Volumeneinheit, e die Ladung und m die Masse eines Elektrons bedeuten.

In Verfolgung einer der oben genannten Vorstellungen, setzt Drude

$$\tfrac{1}{2} m u^2 = \alpha T,$$

kümmert sich also um eine Geschwindigkeitsverteilung nicht und erhält:

$$\sigma = e^2 \frac{Nl \cdot u}{4\alpha T}. \qquad (2)$$

Es versteht sich wohl von selbst, daß wir uns nur auf die Angabe der mit unsern Arbeiten im Zusammenhang stehenden Ergebnisse beschränken und so an vielem mit Stillschweigen vorübergehen: ein bekanntes und schönes Ergebnis dieser Theorie möchte ich aber noch angeben, nämlich, daß sie Rechenschaft gibt von dem empirischen Gesetz von Wiedemann und Franz, demzufolge das Verhältnis des Wärmeleitvermögens zum elektrischen Leitvermögen bei einer bestimmten Temperatur für alle Metalle dasselbe ist. Hierauf werden wir im folgenden noch zu sprechen kommen.

Daß die Theorie von Drude und die damit verwandten Theorien keineswegs selbst qualitativ Rechenschaft geben können von dem Widerstand der Metalle bei Heliumtemperaturen, kann man daraus schließen, daß die kinetische Energie der Elektronen beim absoluten Nullpunkt Null ist und somit niemals eine Elektrizitätsleitung zustande kommen kann im Gegensatz zum Experiment.

Um diese und andere Schwierigkeiten zu lösen, brachte man die Theorie der Elektrizitätsleitung in Zusammenhang mit der berühmten Quantentheorie von Planck, über die ich hier keine Übersicht geben kann; doch möchte ich den Grundgedanken wenigstens streifen, nämlich, daß sie annimmt: in den Stoffen existieren schwingende Systeme, Oszillatoren (z. B. Elektrone, Atome), die ihre Energie nur in bestimmten Portionen, die ihrer Schwingungszahl ν proportional sind, also in Quanten von der Größe $h\nu$, abgeben können.

Nernst[28]) bemerkte zwischen der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme und des spezifischen Widerstandes von Metallen (insbesondere von Platin und Blei, Metalle, die Nernst für seine Widerstandsthermometer verwandte), eine Analogie und bedachte, daß der Verlauf der spezifischen Wärme sehr gut durch eine Formel wiedergegeben wurde, die Einstein[38]) mit Hilfe der Quantenhypothese von Planck abgeleitet hatte. So kam er auf den Gedanken, daß die Eigenfrequenzen der Elektronen, wie sie in der modernen Strahlungstheorie vorkommen, mit dem Leitvermögen in Verbindung stehen und versuchte mit Erfolg, den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes von Metallen mittels der Strahlungsformel von Planck darzustellen. Er fand die Formel:

$$W = \frac{A}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + B,$$

worin T die absolute Temperatur, A und B 2 Materialkonstanten und β eine universelle Konstante bedeuten. Bei sehr tiefen Temperaturen gibt diese Formel die experimentellen Resultate mit guter Annäherung wieder, bei höheren Temperaturen ist sie indessen vollständig unbrauchbar.

In unmittelbarem Anschluß an diese halb empirischen, halb theoretischen Betrachtungen von Nernst, versuchte J. A. Lindemann[29]) eine Quantenformel rein theoretisch abzuleiten. Er ging dabei aus von einer der Grundhypothesen der Drudeschen Theorie, die, wie schon bemerkt, das Gesetz von Wiedemann und Franz erklärte und an der er so wenig wie möglich ändern will. Er präzisiert die Vorstellungen, nimmt z. B. an, daß die Elektronen nicht an die Atome, sondern an die positiven elektrischen Kerne der Atome anstoßen, weiter, daß sich die Anzahl freier Elektronen proportional $\sqrt{T}$ ändert. So gelingt es ihm, für den Widerstand die folgende Formel abzuleiten:

$$W = \frac{A^2}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + \frac{2AB}{\sqrt{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1}} + B^2,$$

für niedrige Temperaturen lautet die Formel:

$$W = \frac{A^2}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}} + \frac{2AB}{e^{\frac{\beta\nu}{2T}}} + B^2.$$

Für große T-Werte ist

$$W = \frac{A^2}{\beta\nu} T + B^2,$$

der gewöhnlichen Formel von Drude ganz analog gebaut. Die Lindemannsche Formel ist zwar imstande, für verschiedene Metalle ihren Widerstand bei Temperaturen von Wasserstoff bis denen bei flüssigem Sauerstoff ziemlich gut

wiederzugeben, doch ist sie für das Heliumgebiet vollständig unbrauchbar.

Kamerlingh Onnes[11]) publizierte ungefähr gleichzeitig und unabhängig von Nernst und Lindemann, im Anschluß an seine ersten Beobachtungen an Gold und Platin eine Formel, worin er auch im Sinne der Quantentheorie die Elektrizitätsleitung zu erklären suchte. Er weist zuerst darauf hin, daß die Theorie des unendlich großen Widerstandes beim absoluten Nullpunkt auf jeden Fall verlassen werden muß. Die Elektronen, die den Transport der Elektrizität verursachen, frieren keineswegs fest oder kondensieren, sondern scheinen gerade im Gegenteil bei den allertiefsten Temperaturen ganz unbehindert in ihren Bewegungen zu sein. Die Hemmnisse ihrer Bewegungen sucht Kamerlingh Onnes in der Energie der Planckschen Oszillatoren, so daß auch hier, wie bei Nernst und Lindemann, die Theorie der Elektrizitätsleitung und die der spezifischen Wärmen im Zusammenhang gebracht werden. Bei der Aufstellung seiner Formel geht Kamerlingh Onnes von einer Formel von Riecke aus. Er macht jedoch über die mittlere freie Weglänge der Elektronen eine andere Voraussetzung. Während Riecke diese proportional $\frac{1}{\sqrt{T}}$ setzt, schreibt Kamerlingh Onnes

$$l = \frac{C}{\sqrt{E_T}},$$

wo für die Schwingungsenergie eines Oszillators nach Planck und Einstein geschrieben werden kann

$$E_T = \frac{R}{N} \frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

wenn R die Gaskonstante pro Mol und N die Anzahl Moleküle im Mol bedeutet. Nimmt man nun an, daß $\frac{\beta\nu}{T}$ bei 0° C bereits klein ist, so kann man nach einigen Umformungen schreiben:

$$\frac{W_T}{W_0} = \frac{T - \frac{\beta\nu}{4}}{273{,}1 - \frac{\beta\nu}{4}}.$$

Eine Schwierigkeit bei der Anwendung dieser und anderer Quantenformeln besteht in der Berechnung von ν. Einstein[33]) leitet diese Größe aus der Elastizität, Nernst und Lindemann[34]) aus der spezifischen Wärme ab und beide Methoden geben stark voneinander abweichende Zahlen. Kamerlingh Onnes ist es schließlich geglückt, durch Wahl von plausiblen Werten für ν, seine Formel in annähernde Übereinstimmung mit den Experimenten selbst bei Heliumtemperaturen zu bringen.

Die Anwendung der Quantentheorie auf die kinetische Elektronentheorie der Metalle ist von W. Wien[27]) weiter ausgearbeitet. Er stellte sich vor, daß bei tieferen Temperaturen die Anzahl der freien Elektronen und ihre Geschwindigkeit konstant sei, und daß die Veränderung des Widerstandes eine Folge der Änderung der freien Weglänge sei.

Auch Keesom[30]) machte einen Versuch, über die Schwierigkeiten der Äquipartitionstheorie zu kommen und mittels der Quantentheorie das Gebiet der tiefen mit dem der hohen Temperaturen zu verbinden. Wir wollen aber nun von dieser Art Theorien absehen und unsere Aufmerksamkeit auf eine ganz andere Theorie, nämlich die von J. J. Thomson[26]) lenken, die vor allem mit Rücksicht auf den supraleitenden Zustand von besonderem Interesse ist.

Ich möchte bei dieser länger verweilen, weil sie als einzige Rechenschaft gibt über die Diskontinuität in der Widerstandskurve, die wir den Sprungpunkt genannt haben. Thomson geht bezüglich der Elektrizitätsleitung von ganz anderen Vorstellungen aus als die Grundleger der gewöhnlichen Elektronentheorie der Metalle. Er stellt sich vor, daß die Metallatome elektrische Dipole enthalten, deren Pole die gleiche, aber entgegengesetzte elektrische Ladung zeigen und einen sehr kleinen Abstand voneinander haben. Wirkt keine elektrische Kraft in einer bestimmten Richtung, dann sollen die Axen dieser Dipole gleichförmig über alle möglichen Richtungen verteilt sein. Wirkt jedoch eine äußere elektrische Kraft in einer bestimmten Richtung, dann sollen die Achsen versuchen, sich in die Richtung des Feldes zu stellen, während andere Einflüsse, z. B. die Wärmebewegung sich hiergegen auflehnen und versuchen, die hergestellte Ordnung zu zerstören, so daß die Orientierung unvollkommen wird. Um die Vorstellungen zu fixieren, können wir uns denken, daß ein Bruchteil der in der Volumeneinheit vorhandenen Achsen vollkommen in Richtung des elektrischen Feldes gerichtet ist, während der Rest an der Orientierung keinen Anteil genommen hat. Dieser Zustand soll dann äquivalent sein dem wirklichen Zustande von allgemeiner, doch unvollkommener Orientierung. Wir stellen uns weiter vor, daß die vollkommen gerichteten Dipole sich aneinander reihen, Ketten bilden, deren Teile kräftige elektrische Wirkungen aufeinander und auf andere benachbarte Elektronen ausüben, die so kräftig sind, daß dadurch viele Elektronen in einer bestimmten Richtung, nämlich der Richtung der

äußeren elektrischen Kraft gezogen werden. So soll nach Thomson nun ein Transport von Elektronen stattfinden und der Strom, den wir wahrnehmen, zustande kommen. Arbeitet man diese Vorstellungen aus, dann kann man zeigen, daß bei nicht allzu tiefen Temperaturen das Ohmsche Gesetz gilt und außerdem der Widerstand linear von der Temperatur abhängt, wie dies in der Tat für reine Metalle annähernd der Fall ist. Diese Theorie wurde von Thomson dem supraleitenden Zustande angepaßt und es glückte ihm zu zeigen, daß für einige Metalle eine sehr bestimmte kritische Temperatur existieren müsse, unterhalb derer das Metall supraleitend wird, oberhalb derer es keine besonderen Erscheinungen zeigt. Die Betrachtungen, durch die er zu diesem merkwürdigen Resultat kommt, sind nicht außergewöhnlich kompliziert, doch eignen sie sich weniger dazu, um in einem Vortrag wie diesem auseinandergesetzt zu werden. Ich beschränkte mich daher auf die Mitteilung der Resultate.

Weiter wußte Thomson als Bedingung für die Möglichkeit einer kritischen Temperatur abzuleiten, daß der Temperaturkoeffizient des Widerstandes bei nicht allzu tiefen Temperaturen größer als $1/273$ sein müsse. Diese Bedingung ist für nahezu alle Metalle erfüllt. Auch fand er, daß der Temperaturkoeffizient des Widerstandes von Metallen, die keine kritische Temperatur zeigten, bei sehr tiefen Temperaturen sehr gering sein müsse. Dies ist, wie oben bemerkt, wahrscheinlich bei Platin und Gold der Fall, die auch keine kritische Temperatur zu zeigen scheinen.

Ich möchte noch bemerken, daß es Thomson[39]), wenn auch in einer etwas vagen, qualitativen Weise glückte, Rechenschaft zu geben von der Vermehrung des Widerstandes im magnetischen Felde, eine Erscheinung, die, wie oben bemerkt ist, unter anderem auch in flüssigem *He* untersucht ist und auf die Fig. 8 und 9 Bezug nehmen. Soweit mir bekannt, ist Thomsons Theorie die einzige, worin diese Erscheinung behandelt ist*).

Das Anziehende dieser Theorie besteht unzweifelhaft darin, daß sie allein eine Erklärung der Sprungpunktstemperatur gibt und man aus ihr eine Widerstandskurve ableiten kann, die qualitativ dieselbe Gestalt hat, wie die experimentell gefundene von *Hg*, *Pb* und *Sn*. Indessen, wie einfach dies auch alles aussieht, es enthält diese Theorie Schwierigkeiten, die nicht so leicht zu lösen sind. Man sieht z. B. nicht ein, wie es zu einer Wärmeentwicklung des Stromes kommt, wenigstens, wenn man sich an der Form hält, die Thomson dieser Theorie gab, und es ist nötig, seine Vorstellungen zu erweitern, wenn man sich gebührend von der Jouleschen Wärme Rechenschaft geben will.

Zum Schluß möchte ich Ihre Aufmerksamkeit auf einige interessante Betrachtungen von Lindemann[29a]) richten, die er, noch nicht lange her, in 1915, publiziert hat.

Lindemann gibt in der Einleitung zu seinem Artikel eine Übersicht über die Schwierigkeiten, die der Elektronentheorie der Metalle anhaften, und die sie noch lange nicht überwunden hat. Die größte Schwierigkeit, sagt Lindemann, liegt wohl in der Frage der Atomwärme. Die Messungen haben gezeigt, daß auf 100 Atome nicht mehr als 1 freies Elektron kommt, wenn das Elektron das Äquipartitionsgesetz der Energie befolgt. Das elektrische Leitvermögen erfordert dagegen dreimal so viel Elektronen wie Atome. Läßt man nun das Äquipartitionsgesetz fallen, so kann man die Wärmeleitung und das Wiedemann-Franzsche Gesetz nicht erklären. Der Widerstandstemperaturkoeffizient macht eine spezifische Wärme 0 erforderlich und die Wärmeleitung kann allein mittels einer normalen spezifischen Wärme erklärt werden. Und so gibt es noch viele Widersprüche und Schwierigkeiten, die einer Lösung harren, einer Lösung, die Lindemann auf ganz anderen Wegen sucht, als es bisher geschah. Er betrachtet die Elektronen nicht wie ein ideales Gas, sondern in vollständigem Gegensatz hierzu als vollkommen feste Körper und richtet nun weiter sein Augenmerk auf Kristalle (die Metalle sind doch mikrokristallinischer Struktur). Ein Metallkristall soll bestehen aus einem Gitter von Atomen und zwischen diesem ein Netz von Elektronen, so daß die Atomebenen und Elektronenebenen einander abwechseln. Die strenge mathematische Ausarbeitung dieser Vorstellungen bringt naturgemäß große Schwierigkeiten mit sich, so daß Lindemann sich damit begnügt, eine Übersicht über die Erklärungen zu geben, die er von den verschiedenen Erscheinungen auf Grund seiner Hypothese geben kann. Wir beschränken uns auf das elektrische Leitvermögen. Lindemann stellt sich den Transport von Elektrizität folgendermaßen vor. Unter dem Einfluß elektrischer Kräfte kann sich das Elektronennetz durch das ruhende Atomnetz hindurch bewegen, und gibt dabei an der einen Seite soviel Elektronen ab, wie ihm auf der anderen Seite zugeführt werden. Unter bestimmten Umständen kann es vorkommen, daß das Fortschieben des Elektronengitters widerstandslos vonstatten geht. Dieses wider standslose Fortschieben ist in dem supraleitenden

*) Bereits im Jahre 1900 hatte Thomson einen Schritt in dieser Richtung getan. Siehe Rapp, Congr. int. de physique, Paris 3, 143, 1900.

Zustand verwirklicht. Ist ein Metall nicht ganz rein, so kann der supraleitende Zustand nicht realisiert werden, da das Elektronennetz dann stets Unregelmäßigkeiten des Atomnetzes antrifft und so nicht ohne Widerstand sich fortschieben kann. Jedoch der Widerstand sollte dann ausschließlich von der Verunreinigung und nicht von der Temperatur abhängen. Vorübergehend sei bemerkt, daß dies im Gegensatz steht mit den Ergebnissen von Kamerlingh Onnes[16]) an Gold, Zinn und Kadmiumamalgam bei Heliumtemperaturen. Steigt die Temperatur eines reinen Metalls, dann werden die Amplituden der Atomschwingungen so groß, daß das Elektronennetz nicht mehr ohne Widerstand verschoben werden kann. Lindemanns Betrachtungen vieler anderer Erscheinungen, die in der Elektronentheorie auftreten, müssen wir mit Stillschweigen übergehen. Wir wollen bemerken, daß seine Theorie imstande ist, einigermaßen Rechenschaft zu geben von dem eigenartigen Verhalten des Widerstandes von Legierungen und von den photoelektrischen Erscheinungen, worüber die älteren Theorien keinen Aufschluß zu geben vermögen. Das Gesetz von Wiedemann und Franz dagegen, daß die ältere Theorie ohne Mühe zu erklären vermag, kann Lindemann nicht ohne spezielle Hypothese erklären.

Wenn ich schließlich noch erwähne, daß Stark[32a]) im Anschluß an seine bekannte Hypothese der Valenzelektronen, versucht hat, qualitativ Rechenschaft zu geben von den Erscheinungen des supraleitenden Zustandes, so glaube ich eine ziemlich vollständige Übersicht über die verschiedenen Theorien gegeben zu haben, die auf unsere Untersuchungen Bezug haben.

Es ist natürlich vorläufig ganz unmöglich, eine bestimmte Auswahl aus all diesen mehr oder weniger ausgearbeiteten Theorien zu treffen. Man wird sich eines unbefriedigenden Gefühls nicht erwehren können, wenn man bedenkt, daß in all diesen Theorien Bedenken und Schwierigkeiten ernster Art auftreten und man ist geneigt, an der Möglichkeit einer befriedigenden Lösung zu zweifeln. Ein Gesichtspunkt jedoch drängt sich in den Vordergrund, nämlich daß die geheimnisvollen und rätselhaften Quanten auch hier wie in so vielen Kapiteln der Physik vielleicht bestimmt sind, die Schwierigkeiten zu überbrücken, wenn auch ihre eigene Existenz rätselhaft bleibt.

Literatur.

Die folgenden Angaben erheben keinen Anspruch auf Vollständigkeit, außer was die Supraleiter anbetrifft.

I. Widerstandsmessung bei tiefen Temperaturen (ausgesondert Heliumtemperaturen).

1) L. Cailletet u. E. Bouty, Journal de physique (2) **6**, 29, 1885.
2) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. **59**, 211, 1896.
3) L. Holborn, Ann. d. Phys **6**, 242, 1901.
4) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. **26**, 27, 1005.
5) K. Olszewski, Akad. Wissensch. Krakau, Juni 1895.
6) M. W. Travers u. A. G. C. Gwyer, Proc. Roy. Soc. **Z. 4**, 74, 1905.
7) B. Meilink, Versl. Kon. Akad. Febr, 1902, Comm. No. 77.
7a) B. Meilink, Ibid. Juni 1904, Comm. No. 93.
7b) B. Meilink, Inaugural-Dissertation, Amsterdam 1904.
8) H. Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Versl. Kon. Akad., Juni 1906, Comm. No. 95c.
8a) H. Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Ibid. Juni 1906, Comm. No. 95d.
8b) H. Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Ibid. Juni 1907, Comm. No. 99c.
8c) H. Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Ibid. Mai 1908, Comm. No. 107c.
8d) H. Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Ibid. September 1907, Suppl. No. 17.
8e) J. Clay, Inaugural-Dissertation, Leiden, 1908 und Comm. No. 107d.
9) H. Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Versl. Kon. Akad. Juni 1914, Comm. No. 141a.
9a) H. Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Ibid. Juni 1914, Comm. No. 142a.
10) Lord Kelvin, Phil. Mag. (6) **3**, 257, 1902.

II. Widerstandsmessungen bei Helium-Temperaturen.

11) H. Kamerlingh Onnes, Versl. Kon. Akad. Febr. 1911, Comm. No. 119.
12) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. April 1911, Comm. No. 120b.
13) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. Mai 1911, Comm. No. 122b.
14) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. Dezember 1911, Comm. No. 124c.
15) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. Februar, März, Mai 1911, Comm. No. 133a, b, c.
16) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. Mai 1913, Comm. No. 133d.
17) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. Februar 1914, Comm. No. 139f.
18) H. Kamerlingh Onnes, Ibid. April, Mai 1914, Comm. No. 140b, c.
19) H. Kamerlingh Onnes, Ibid Juni 1914, Comm. No. 141b.
20) H. Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Versl. Kon. Akad. Juni 1914, Comm. No. 142a.
21) H. Kamerlingh Onnes, Rapport et discussions du Conseil Solvay, Oktober, November 1911, 304 Suppl. No. 29.
22) H. Kamerlingh Onnes, Rapport Third International Congress of Refrigeration, Washington-Chicago, September, Oktober 1913, 89, Suppl. No. 34b.
23) H. Kamerlingh Onnes, Nobelrede 1913. Suppl. No. 35.
24) J. Clay, Jahrb. der Rad. und Elektronik, Bd. VIII, November 1911.
25) J. Clay, Ebenda, Bd. XII, Oktober 1915.
26) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **30**, 192, 1915.
27) W. Wien, Sitzungsber. Berlin 1913, S. 184.
28) W. Nernst, Sitzungsber. Berlin 1911, S. 311.
29) J. A. Lindemann, Sitzungsber. Berlin 1911, S. 316.
29a) F. A. Lindemann, Phil. Mag. **29**, 127, 1915.

30) W. H. Keesom, Versl. Kon. Akad. Mai 1913, Suppl. No. 30b; diese Zeitschr. **14**, 670, 1913.
31) W. H. Keesom, Feuilleton Nieuwe Rotterd. Courant, Juli 1914.
32) C. A. Crommelin, Le Génie civil **64**, 245, 1914.
32a) J. Stark, Jahrb. Rad. und Elektr. **9**, 188. 1912.

III. Weitere zitierte Literatur.

33) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **34**, 170, 1911.
34) F. A. Lindemann, Phys. Zeitschr. **11**, 609, 1910.
35) E. Riecke, Wien. Ann. **66**, 353, 545, 1199, 1898.
35a) „ Ann. d. Phys. (4) **2**, 836, 1900.
36) P. Drude, Ann. d. Phys. (4), **1**, 566, 1900; **3**, 369, 1900.
37) H. A. Lorentz, Versl. Kon. Akad. Dezember 1904, Januar 1905.
37a) H. A. Lorentz, The theory of electrons (Teubner, 1909).
38) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 184, 1907.
39) J. J. Thomson, The corpuscular theory of matter 1907.

Comm. = Communications from the Physical Laboraty of the University of Leiden.
Suppl. = Supplements to the communications.

(Eingegangen 19. Mai 1919.)

BESPRECHUNGEN.

W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. gr. 8°. VII u. 218 S. m. 21 Abbildungen. Halle a. S., W. Knapp. 1918. M. 12.—, geb. M. 13,50.

Das Buch ist eine Monographie über den vom Verfasser im Jahre 1906 aufgestellten und gewöhnlich nach ihm benannten Wärmesatz und das ungemein reiche und fruchtbare Kapitel theoretischer und experimenteller Forschung, die sich (letztere hauptsächlich im Nernstschen Laboratorium) an diese grundlegende Entdeckung geknüpft hat. Der Satz selbst wird hier (Kapitel 6) in folgenden drei Formen ausgesprochen:

1. Ist A die maximale Arbeit, die bei einem isothermen Prozeß gewonnen werden kann (d. i. die Differenz der „freien Energien" vom Anfangs- und Endzustand des Prozesses), und ist T die absolute Temperatur, so ist

$$2. \qquad \lim_{T=0} \frac{dA}{dT} = 0$$

$$\lim_{T=0} \frac{dA}{dT} = \lim_{T=0} \frac{dU}{dT},$$

wobei U die gesamte Energiedifferenz.

3. In der Nähe des absoluten Nullpunktes spielen sich alle Vorgänge ohne Änderung der Entropie ab.

Zur Analogisierung mit den ersten beiden Hauptsätzen kann man als zugrundeliegendes Erfahrungsprinzip (analog den Prinzipien von der Unmöglichkeit der beiden Perpetua mobilia) die Unerreichbarkeit des absoluten Nullpunkts bezeichnen (Kapitel 7).

Vorausgeschickt wird eine eingehende Besprechung der Erfahrungstatsachen über Gasgleichgewichte bei hohen Temperaturen (Kapitel 2) und über die spezifischen Wärmen (Kapitel 3—5). Nach Formulierung des Satzes (Kapitel 6 und 7) werden die mannigfachen Anwendungen auf kondensierte Systeme (Kapitel 9), dann auf teilweise gasförmige Systeme (Kapitel 10), ferner die chemischen, thermochemischen, photochemischen, elektrochemischen Anwendungen besprochen (Kapitel 11 und 12). Der theoretischen Berechnung chemischer Konstanten ist das 13., der Theorie der Gasentartung das 14. Kapitel gewidmet.

Im 15. Kapitel, welches in verallgemeinerter Behandlung einen Überblick über das große physikalische Anwendungsgebiet des 3. Wärmesatzes liefert (Kapillarität, Paramagnetismus, Thermoelektrizität u. a.), interessiert besonders der Abschnitt über den hypothetischen Einfluß der Temperatur auf die Gravitation. So primitiv naturgemäß — beim vollkommenen Fehlen des Experiments — der Versuch ausfallen muß, auch die Gravitationserscheinungen dem System des thermodynamischen Geschehens einzuordnen, so scheint mir dieser Versuch einer Erweiterung der alten Auffassung von der Gravitation (s. a. W. Nernst, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 83, 1916) doch mindestens von derselben Tragweite, wie der in ganz anderer Richtung zielende Einsteinsche.

Der Anhang bringt eine handliche Zusammenstellung der benutzten Zeichen und Zahlwerte, ferner ausführliche Tabellen der für die Theorie der spezifischen Wärme wichtigen Funktionen von $h\nu/kT$, endlich ein Literaturverzeichnis des Berliner Physikalisch-chemischen Instituts ven 1906—1916.

Irgendwelche Anmerkung über den Wert dieser Monographie aus der für den behandelten Gegenstand berufensten Feder ist wohl überflüssig.

E. Schrödinger.

Personalien.

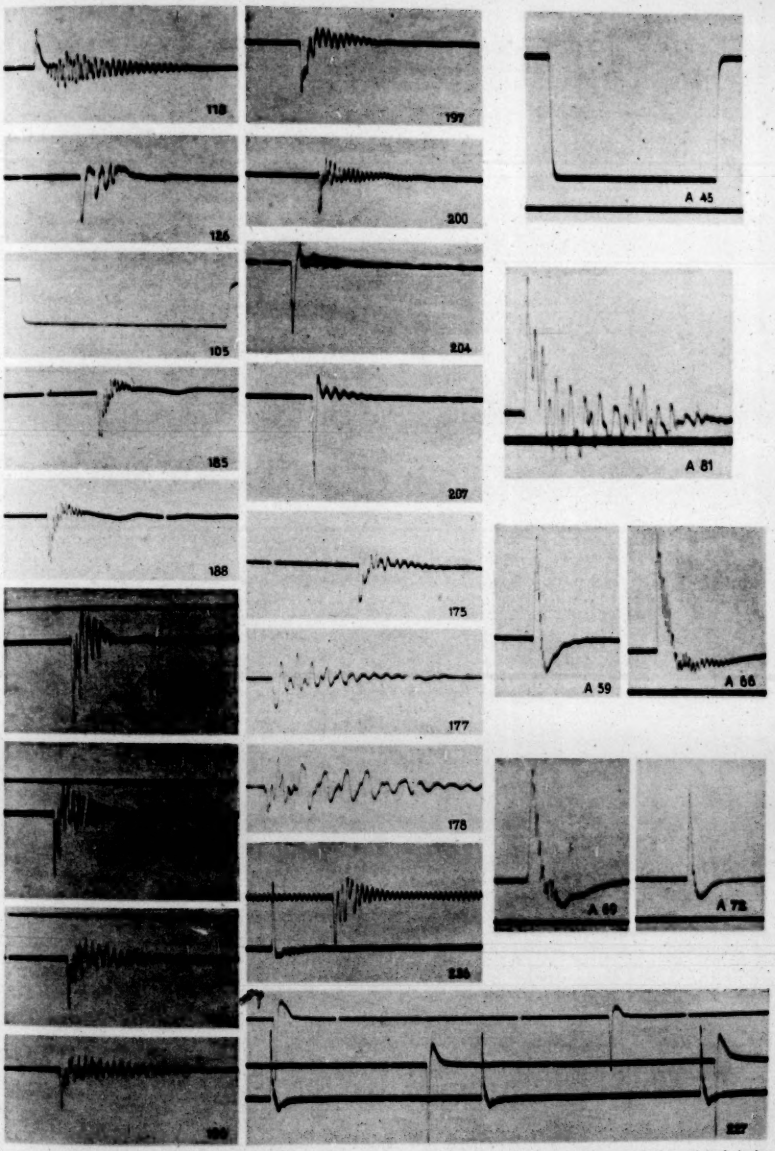
(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Felix Stumpf für Optik und Strahlenphysik, an der Universität Göttingen Dr. Remy für Chemie.

Ernannt: L. W. Jones an der Universität von Minnesota zum Professor für organische Chemie an der Universität zu Princeton N.-J.

Gestorben: Der ord. Professor an der Universität Lund Johan Martin Lovén, der Professor der Chemie und Ehrendirektor der Ecole nationale supérieure des mines in Paris Adolphe Carnot, der ord. Professor der Chemie und Technologie an der Universität Freiburg i. Br. Geh. Hofrat Dr. Ludwig Gattermann.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Zürich. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



P. Ludewig. Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Breitkopf & Co. G.m.b.H., Leipzig-Gohlis.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen.)

Seite

Bartels, F., Eine Analogie zwischen zweidimensionaler Hydrodynamik und Elektrostatik 349
van den Broek, A., Zur allgemeinen Isotopie . . . 337
Elektrostatik: Eine Analogie zwischen zweidimensionaler Hydrodynamik und —, v. F. Bartels 349
Filehne, W., Zu Rayleighs Theorie des sekundären Lichtes 351
Hydrodynamik: Eine Analogie zwischen zweidimensionaler — und Elektrostatik, v. F. Bartels . . 349
Isotopie: Zur allgemeinen —, v. A. van den Broek. 337
Kienle, H., Neue Sterne. (Z. B.). 354
Legierungen: Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier —, Bemerkungen zur gleichnamigen Abhandlung des Herrn H. C. Burger, v. K. Lichtenecker 352
Leitvermögen: Das — verdünnter mischkristallfreier Legierungen. Bemerkungen zur gleichnamigen Abhandlung des Herrn H. C. Burger, v. K. Lichtenecker 352
Licht: Zu Rayleighs Theorie des sekundären —, v. W. Filehne 351
Lichtenecker, K., Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier Legierungen. Bemerkungen zur gleichnamigen Abhandlung des Herrn H. C. Burger . . 352
Lilienfeld, J. E. u. F. Rother, Untersuchungen über die sichtbare blaugraue Brennfleckstrahlung an der Lilienfeldröhre. (Berichtigung.) 360
Narbutt, J., Reduzierte Umwandlungs- und Schmelztemperaturen 341
Rayleighs Theorie: Zu — des sekundären Lichtes, v. W. Filehne 351
Schmelztemperaturen: Reduzierte Umwandlungs- und —, v. J. Narbutt 341
Sterne: Neue —, v. H. Kienle. (Z. B.) 354
Umwandlungstemperaturen: Reduzierte — und Schmelztemperaturen, v. J. Narbutt 341

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Prinzipien der Atomdynamik

von **Dr. J. Stark**

In drei Teilen.

I. Die elektrischen Quanten. Preis geheftet M. 6.40, gebunden M. 11.—
II. Die elementare Strahlung. Preis geheftet M. 15.60, gebunden M. 21.—
III. Die Elektrizität im chemischen Atom. Preis geheftet M. 16.—, gebunden M. 22.—
ausschließlich Teuerungszuschlag.

Hoch-spannungs-Batterien

Vorzüge:
Größte Leistung bei kleinstem Raum ♦ Beliebige Trennbarkeit ♦ Leichte Beweglichkeit ♦ Niedriger Preis

Physikalische Werkstätten
Aktiengesellschaft
Göttingen 1

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Soeben erschien
in neuer vermehrter Auflage:

Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation

von

P. Lenard
Heidelberg

Preis: 5 Mark

Der Verfasser behandelt die genannten Gegenstände vom Standpunkt des Naturforschers, der mehr von der Erfahrung aus der materiellen Welt als von philosophischen Bedürfnissen sich geleitet fühlt. Er gründet sein Weltbild nicht auf bloße mathematische Gleichungen, sondern auf Mechanismen. In dieser von der gewöhnlichen Art abweichenden Behandlung der Materie liegt der hohe Wert der Schrift.